

Untersuchung der Reaktion
 ${}^2\text{H}({}^{30}\text{Mg},\text{p}){}^{31}\text{Mg}^*$
bei einer Energie von 2.2 MeV/Nukleon
an REX–ISOLDE

Vom Fachbereich Physik

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Dipl.–Phys. Monica Pantea
aus Hermannstadt

Februar 2005

Darmstadt
D 17

Referent:	Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter
Korreferent:	Professor Dr. rer. nat. A. Zilges
Tag der Einreichung:	08. Februar 2005
Tag der Prüfung:	25. April 2005

Meinen Eltern
in Liebe und Bewunderung gewidmet.

Zusammenfassung

Die Schalenstruktur eines radioaktiven sd-Schalenkerns, ^{31}Mg , wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals durch eine Transferreaktion bei einer Energie an der Coulombschwelle in inverser Kinematik untersucht. Das Experiment dazu fand am REX-ISOLDE Nachbeschleuniger am CERN bei Genf/Schweiz statt. Dabei diente das hochauflösende und hocheffiziente γ -Spektrometer MINIBALL zum Nachweis emittierter γ -Quanten, ein vielfach segmentierter Siliziumdetektor wurde zum Nachweis der aus der Transferreaktion hervorgehenden leichten Reaktionsprodukte benutzt. Mit dieser Methode konnten mit der $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ Reaktion der zweite angeregte Zustand des bislang experimentell schwer zugänglichen Kerns ^{31}Mg , von dem nur das Termschema bis etwa 4 MeV Anregungsenergie sowie Spin und Parität des Grundzustands ($\frac{1}{2}^+$) bekannt sind, untersucht werden. Aus dem Vergleich der im ortsauflösenden Teilchenzähler gemessenen Protonenwinkelverteilungen und DWBA-Rechnungen ergeben sich Hinweise für den Spin und die Parität des zweiten angeregten Zustands bei 222 keV von $\frac{3}{2}^-$. Der Compoundkernanteil war in dieser Messung gering.

Um diese Ergebnisse zu erlangen, mußten Effekte berücksichtigt werden, die sich aus den experimentellen Strahlparametern und der spezifischen Detektorgeometrie des Experiments ergeben. Dazu wurde ein Programm erstellt, um in einer Monte-Carlo-Simulation die Winkelverteilungen nachgewiesener Reaktionsprodukte zu berechnen. Das Programm erlaubt auch die Berechnung der Kinematik beobachteter Reaktionskanäle, wodurch eine Teilchenidentifikation in den gemessenen Verteilungen möglich ist. Damit konnte der Anteil der für die Analyse der Transferreaktionen relevanten Protonen von Beiträgen, die durch andere Reaktionen im Teilchendetektor verursacht wurden, abgetrennt werden.

Für die Durchführung von Experimenten zur γ -Spektroskopie mit radioaktiven Strahlen ist eine kleine Strahlemittanz wegen der davon abhängigen Dopplerkorrektur der γ -Spektren von besonderer Bedeutung. Daher wurde ein in der Nähe des Targets montierter Parallelplattenzähler als Strahlmonitor wesentlich verbessert und getestet. Die Modifikationen beinhalteten zum einen ein kompakteres und stabileres Design des Detektors, zum anderen wurde die Gasversorgung durch eine Prozessorsteuerung automatisiert und die Empfindlichkeit der Elektronik bei der Stromauslese so erhöht, daß der Bereich nachweisbarer Strahlin-

tensitäten erweitert wurde. In einem Testexperiment am Tandembeschleuniger des Maier–Leibnitz–Laboratoriums in Garching wurden mit einem stabilen ^{32}S –Strahl das Auflösungsvermögen des Detektors sowie das Hochspannungs– und Druckverhalten des Detektors ermittelt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	6
2.1	Einführung	6
2.2	Instabile Kerne	8
2.3	Transferreaktionen an instabilen Kernen	9
2.4	Experimentelle Aspekte	10
3	Experimente an REX–ISOLDE	14
3.1	REX–ISOLDE Nachbeschleuniger	14
3.1.1	REXTRAP	16
3.1.2	REXEBS	17
3.1.3	REX–Separator	18
3.1.4	REX–Linac	18
3.2	Experimentaufbau	19
3.3	MINIBALL γ –Spektrometer	21
3.4	Double Sided Silicon Strip Detector	23
3.5	Parallel Plate Avalanche Counter	25
3.5.1	Funktionsprinzip und Design des Detektors	25
3.5.2	Auslesemodi	28
3.5.3	Einzelteilchenauslese	29
3.5.4	Stromauslese	31
4	PPAC–Testmessung	34
4.1	Druckverhalten	34
4.2	Hochspannungsverhalten	35
4.3	Räumliche Auflösung	36

5	Ergebnisse der Reaktionen	38
	$^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ und	
	$^{58}\text{Ni}(^{30}\text{Mg},^{30}\text{Mg})^{58}\text{Ni}$	
5.1	γ -Spektrum	38
5.2	Teilchendaten	42
6	Monte–Carlo Simulation	46
6.1	Streuquerschnitt	47
6.2	Kinematik	50
7	Diskussion der Ergebnisse	54
7.1	Angeregte Zustände in ^{31}Mg	54
7.2	Winkelverteilung	56
7.3	Abschätzung von Compoundkernbeiträgen zum Wirkungsquerschnitt	60
7.4	Interpretation	67
7.5	Transferreaktionen als Mittel zur Kernspektroskopie	70
8	Ausblick	72
A	Anhang A	75
A.1	Gassystem für einen PPAC	75
A.2	Test mit CF_4 -Gas	78
A.3	Lineardurchführung	79
B	Anhang B	80
	Literaturverzeichnis	83

1 Einleitung

Das Standardschalenmodell sagt voraus, daß stabile Kerne mit der magischen Zahl von 20 Neutronen sphärisch sind, ihre angeregten Zustände energetisch hoch liegen und die Nukleonenseparationsenergien aufgrund hoher Bindungsenergien im Kern groß sind [1]. Für neutronenreiche Kerne mit 20 Neutronen wurde zunächst die gleiche Charakteristik erwartet und vorhergesagt. Daher war die Entdeckung einer Gruppe von Kernen um die Ladungszahl 11 und Neutronenzahl 21, deren Verhalten gegenteilig zu dieser Erwartungen war, überraschend [2]. Massenmessungen zeigten, daß die 2-Neutronenseparationsenergie für den Kern ^{32}Na mit 21 Neutronen ($S(2n) = 6150 \text{ keV}$) größer ist als die für ^{31}Na mit 20 Neutronen ($S(2n) = 5440 \text{ keV}$). Weitere Bestätigungen für Anomalien in diesem Bereich der Nuklidkarte lieferten beispielsweise Messungen der Energien angeregter Zustände neutronenreicher Na-Isotope und ihrer Tochterkerne [3] sowie des ersten angeregten Zustands in ^{32}Mg [4]. Sie liegen energetisch unerwartet tief und legen damit nahe, kollektiven Ursprungs zu sein. So ein Verhalten wurde in Kernen mit einem Schalenabschluß bis dahin nicht beobachtet. Damit wurde der Zweifel an der allgemeinen Gültigkeit der Existenz eines $N = 20$ Schalenabschlusses besonders in neutronenreichen instabilen Kernen bestätigt. Der Bereich der Kerne, der diese Anomalien aufzeigt, wird „Insel der Inversion“ [5] genannt und umfaßt Kerne mit $10 \leq Z \leq 12$ und $20 \leq N \leq 22$. Ihre Position in einem Ausschnitt der Nuklidkarte ist in Abb. 1.1 dargestellt. Die tatsächliche Ausdehnung dieses Bereichs ist allerdings nicht genau bekannt. Aus einer Messung des $B(E2)$ -Werts für den ersten angeregten Zustand des ^{30}Mg in Coulombanregung an einem natürlichen Nickeltarget [6, 7], der mit $241(31) \text{ e}^2\text{fm}^4$ klein ist, wird die Annahme, ^{30}Mg liege außerhalb der „Insel der Inversion“, unterstützt. Eine Erklärung der beobachteten hohen $B(E2)$ -Werte für gg-Kerne, also Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenanzahl, und die niedrigen Energien der ersten angeregten Zustände wurde in frühen Modellen mit einer Deformation der Kerne durch einen energetisch tiefer liegenden Intruderzustand mit einer Teilchen-Loch-Anregung vom $2\hbar\omega$ Charakter geliefert. Das bedeutet, daß zwei Neutronen aus der $1d_{3/2}$ -Schale in die darüber liegende $1f_{7/2}$ -Schale angehoben werden, es entsteht ein sogenannter 2-Teilchen-2-Loch-Zustand ($2p2h$). Die Notation $0\hbar\omega$ bedeutet, daß kein Neutron in der nächsthöheren Schale ist, so wie es für den Grundzustand

27Al	28Al	29Al	30Al	31Al	32Al	33Al	34Al	35Al	36Al
26Mg	27Mg	28Mg	29Mg	30Mg	31Mg	32Mg	33Mg	34Mg	35Mg
25Na	26Na	27Na	28Na	29Na	30Na	31Na	32Na	33Na	34Na
24Ne	23Ne	26Ne	27Ne	28Ne	29Ne	30Ne	31Ne	32Ne	
23F	22F	25F	26F	27F		29F			

Abb. 1.1: „Insel der Inversion“ in einem Ausschnitt der Nuklidkarte. Die relevanten Kerne (grau unterlegt und gestrichelt eingerahmt) liegen im Bereich neutronenreicher Kerne jenseits des Tals der Stabilität (dunkel unterlegt). Kerne mit der magischen Neutronenzahl 20 sind schwarz eingerahmt.

stabiler Kerne erwartet wird. Aus der Annahme eines Intruderzustands ergibt sich eine Inversion der aus dem Schalenmodell erwarteten Konfigurationen, d.h. der Grundzustand ist mit $2\hbar\omega$ angeregt [8]. Die Anzahl der jede Schale besetzenden Neutronen ist für beide Konfigurationen bei einem Neutronenschalenabschluss von $N = 20$ in Abb. 1.2 gezeigt.

Verschiedene Modelle zur theoretischen Beschreibung der Einteilchen-Zustände der Valenznukleonen, also der Nukleonen, die nicht in abgeschlossenen Schalen – dem Kernrumpf – sitzen, wurden entwickelt. Die meisten basieren auf dem Schalenmodell oder beruhen auf der Theorie des mittleren Kernpotentials, berücksichtigen sphärische optische oder deformierte Potentiale, Restwechselwirkungen oder sogar relativistische Effekte, in denen Nukleonen mittels Mesonen wechselwirken. So wurde z.B. in einem Monte-Carlo-Schalenmodell eine Vorhersage für sich ändernde Schalenabschlüsse für Kerne fernab der Stabilität gemacht [9]. Diese Berechnung berücksichtigt die Spin-Isospin Abhängigkeit in der Proton-Neutron-Wechselwirkung, erklärt also Abweichungen für Kerne mit dem einen oder anderen deutlichen Überschuß und ebenso die gültigen magischen Zahlen für stabile Kerne. Die Messung von Einteilchen-Zuständen ist in diesem Zusammenhang demnach ein wichtiges Mittel, um die Struktur von Kernen fernab der

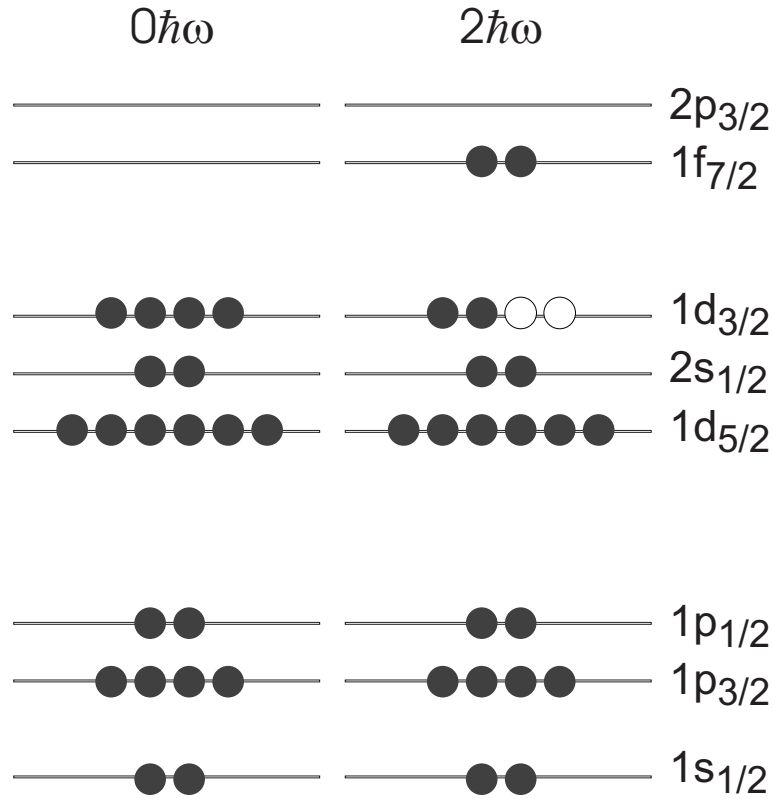


Abb. 1.2: $0\hbar\omega$ und $2\hbar\omega$ Anregungen für einen Kern mit 20 Neutronen (volle Kreise). In der $2\hbar\omega$ Anregung überwinden zwei Neutronen die im Schalenmodell vorhergesagte Energielücke zur pf-Schale. In der $1d_{3/2}$ Schale bleiben zwei Löcher (offene Kreise).

Stabilität zu verstehen und zu beschreiben und um die Gültigkeit von theoretischen Modellen zu überprüfen.

Transferreaktionen sind zur Untersuchung von Einteilchen-Zuständen besonders geeignet, da sie direkte Reaktionen mit einem Minimum an Umordnungsprozessen innerhalb des spektroskopierten Kerns sind. Bisher wurden Transferreaktionen bei Energien an der Coulombschwelle als Mittel zur Kernspektroskopie erfolgreich an stabilen Kernen und solchen nahe der Stabilität angewandt, siehe z.B. [10, 11]. Allerdings sind erst seit der Inbetriebnahme von Anlagen wie dem REX-ISOLDE Nachbeschleuniger [12] am CERN bei Genf/Schweiz Ende 2001 neben Experimenten zum β -Zerfall auch Untersuchungen neutronenreicher instabiler Kerne durch Kernreaktionen mit anschließender γ -Spektroskopie möglich. Im REX-ISOLDE Nachbeschleuniger werden die bei ISOLDE [13] hergestellten radioaktiven Kerne bis auf Energien an der Coulombschwelle beschleunigt und sind damit experi-

mentell in einem Rahmen verfügbar, der so bisher nicht existierte. Grundlegende neue experimentelle Möglichkeiten wurden ebenso durch die Kombination des REX–ISOLDE Nachbeschleunigers mit dem γ –Spektrometer MINIBALL [14] und einem positionsempfindlichen Teilchendetektor eröffnet. Mit einem solchen Aufbau ist die Messung der γ –Quanten aus den angeregten Zuständen, die in einer Transferreaktion erzeugt wurden, sowie der leichten Reaktionsprodukte, die einen direkten Bezug zu den Einteilchen–Zuständen der erzeugten schweren Reaktionsprodukte haben, möglich.

Erste Experimente mit MINIBALL an REX–ISOLDE wurden im November 2001 sowie im Frühjahr 2002 durchgeführt. Innerhalb der MINIBALL–Kollaboration, die sich unter anderem aus Gruppen des Max–Planck–Instituts für Kernphysik in Heidelberg, des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln und den Kernphysikgruppen der Technischen Universität und der Ludwig–Maximilians–Universität München zusammensetzt, fand im Oktober 2003 das bereits erwähnte Experiment zur Coulombanregung des ^{30}Mg und die Untersuchung des ersten angeregten Zustands bei 1.48 MeV mit der Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{30}\text{Mg}, ^{30}\text{Mg}^*)^{58}\text{Ni}$ statt [6] sowie die Untersuchung angeregter Zustände in ^{31}Mg durch die Transferreaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg}, \text{p})^{31}\text{Mg}^*$.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Fragestellung, ob für den untersuchten Kern ^{31}Mg , für den bislang kaum experimentelle Ergebnisse vorliegen [15, 16], spektroskopische Informationen erfolgreich und frei von Beiträgen aus konkurrierenden Reaktionskanälen extrahierbar sind, und ob die angewandte Methode allgemein mit hoher Zuverlässigkeit auf Experimente mit ähnlichen Fragestellungen und Aufbauten übertragbar ist. Aufgrund der niedrigen Intensitäten, die in Experimenten mit radioaktiven Strahlen zur Verfügung stehen, wurde ein Strahlmonitor im Rahmen dieser Arbeit neu konzipiert und getestet. Die damit mögliche Messung der Strahleigenschaften auf dem verwendeten Target führte zur Entwicklung eines Programms, das in der Analyse der Teilchendaten durch Strahleigenschaften und Geometrie des Experiments erzeugte Effekte auf Winkelverteilungen nachgewiesener Reaktionsprodukte berücksichtigt. Darüber hinaus erlaubt das Programm die Berechnung der Kinematik von Reaktionen, die die Abtrennung der aus Transferreaktionen hervorgehenden Protonen von einem Beitrag, der durch andere Reaktionen im Teilchendetektor verursacht wurde, ermöglicht. Die aus der Analyse der Teilchendaten gewonnenen Erkenntnisse über die Schalenstruktur des

Kerns ^{31}Mg erlauben eine Interpretation bezüglich der Anomalien innerhalb und eine Abschätzung der Ausdehnung der „Insel der Inversion“.

Im folgenden werden theoretische Grundlagen der Transferreaktionen und ihrer experimentellen Umsetzung in Kap. 2 näher erläutert. Eine genaue Darstellung der REX-ISOLDE Anlage und des Meßplatzes um das γ -Spektrometer MINIBALL sowie des Experimentaufbaus mit allen Detektoren findet sich in Kap. 3. Darin wird auch der meßtechnisch für die Experimente an REX-ISOLDE wichtige Parallelplattenzähler beschrieben, dessen Eigenschaften in einer Testmessung, die in Kap. 4 vorgestellt wird, bestimmt wurden. In Kap. 5 erfolgt die Darstellung der experimentellen Ergebnisse. Das zur Analyse der Teilchendaten erstellte Programm wird in Kap. 6 beschrieben, worauf sich die Diskussion der Ergebnisse aus der Untersuchung der Transferreaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ in Kap. 7 anschließt. Die Arbeit wird durch Schlußbemerkungen in Kap. 8 beendet. Es folgt ein Anhang mit der Darstellung der apparativen Entwicklungen bezüglich des Parallelplattenzählers (Anhang A).

2 Grundlagen

2.1 Einführung

Die Untersuchung der Kernstruktur mittels Transferreaktionen mit leichten und schweren Ionen hat sich als eine bedeutende Quelle spektroskopischer Informationen erwiesen. Eine Transferreaktion kann mit dem Schema $A + b \rightarrow B + b$ mit $a = b + x$ und $B = A + x$ beschrieben werden [17]. Dabei emittiert der Kern a ein Nukleon oder Nukleonencluster x , das im mittleren Feld des Kerns A eingefangen wird. Übrig bleiben der Restkern b und der durch Einfang des transferierten Teilchens x im Kern A erzeugte Kern B , siehe Abb. 2.1.

Mit Hilfe von Wellenfunktionen, die durch ein optisches Modell erhalten werden – Distorted Wave Born Approximation, kurz DWBA-Modell [18, 19] –, wird die relative Bewegung der Fragmente (A, a) und (B, b) vor und nach ihrem Zusammentreffen behandelt. Die Reaktion beinhaltet zwei Elemente: zum einen den Übergang $a \rightarrow b + x$ und zum anderen den Einfang $A + x \rightarrow B$ [20]. Sie beschreiben den elementaren Übergang und werden als „(Übergangs-)Formfaktor“ bezeichnet. Der Übergangsformfaktor enthält den Anteil der Wahrscheinlichkeit, daß ein Nukleon oder Nukleonencluster übertragen wird, und wird durch die Struktur der an

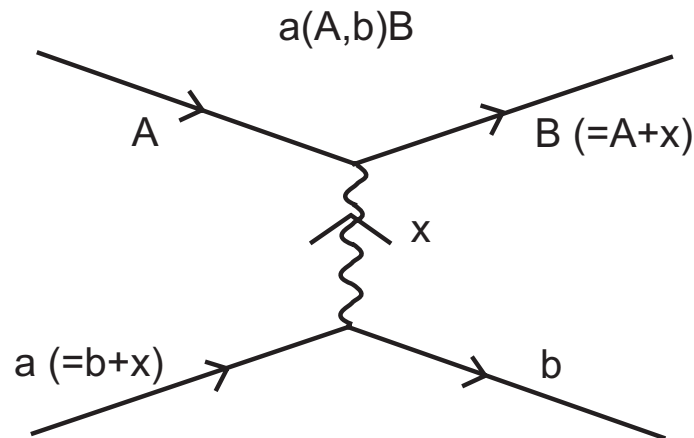


Abb. 2.1: Schematische Darstellung einer Transferreaktion. Ein Kern a emittiert ein Nukleon oder Nukleonencluster x , das im mittleren Potential U_A des Kerns A eingefangen wird, so daß die Reaktionsprodukte B und b entstehen.

der Reaktion beteiligten Teilchen bestimmt. Er enthält die volle Information des Überlapps der Wellenfunktionen im Ein- und Ausgangskanal. Die Überlappwellenfunktionen können in eine Spektroskopische Amplitude \sqrt{S} und eine reduzierte Wellenfunktion F , die auf 1 normiert ist, faktorisiert werden. Für Zustände mit dem „spektroskopischen Faktor“ $S = 1$ kann die reduzierte Wellenfunktion mit einer Wellenfunktion im mittleren Potential gleichgesetzt werden, wie sie z.B. aus Rechnungen mit dem Hartree-Fock-Modell erhalten werden.

Der Mechanismus einer Transferreaktion kann jedoch im Detail komplexer sein. Anteile zum Reaktionswirkungsquerschnitt, die vom Reaktionsmechanismus und solche die von der Kernstruktur herrühren, können nur separiert werden, wenn die Reaktion in einem Schritt (*one step process*) von einem gegebenen Anfangszustand in einen gegebenen Endzustand verläuft, ohne daß mehrere Zwischenzustände sequentiell bis zum Endzustand durchlaufen werden, denn auch unbeobachtete, intermediäre Zustände tragen zur Transferamplitude bei.

Im einfachsten Fall einer direkten Transferreaktion wird ein einzelnes Nukleon x übertragen, so daß die Kernrümpfe b und A der Kerne a , bzw. B an der Reaktion unbeteiligt bleiben. Die bekanntesten Beispiele für solche sehr einfachen Transferreaktionen sind (d,p) Stripping- oder (p,d) Pickupreaktionen. Trotzdem muß beachtet werden, daß eine erfolgreiche Separation der Kernstruktur von Effekten der Reaktionsdynamik nur dann gelingt, wenn die Annahme stimmt, daß ein Zustand im Kern ein reiner Einteilchen-Zustand im Sinne des Schalenmodells oder wenigstens eine Linearkombination solcher Zustände mit schwacher Kopplung ist. Transferreaktionen werden innerhalb eines mittleren Potentials beschrieben. Das hat Konsequenzen für die erwarteten Impulsüberträge sowie Strahlenergieparameter. Die beiden gebundenen Zustände des Eingangs- und Ausgangskanals unterscheiden sich in der Impulsdarstellung um den Übertrag q des transferierten Nukleons oder Nukleonenclusters. Der Prozeß kann im Impulsraum folgendermaßen betrachtet werden: Aus dem ursprünglichen gebundenen Zustand mit intrinsischem Impuls q_i geht ein Nukleon mit einem transferierten Impuls $q_t = q_i + q$ in einer effektiven Wechselwirkung in den Endzustand mit dem Impuls q_f über. Um einen optimalen Reaktionsquerschnitt zu erlangen, muß die q_t -Verteilung möglichst der Impulsverteilung des transferierten Teilchens im Endzustand entsprechen, d.h. ein sogenanntes *matching* vorliegen.

2.2 Instabile Kerne

Mit zunehmender Verfügbarkeit von Strahlen radioaktiver Kerne für die Kernspektroskopie, insbesondere niederenergetischer instabiler Kerne seit der Inbetriebnahme von Isotope-Separator-On-Line (ISOL) Anlagen, können auch Kerne weitab der Stabilität durch Transferreaktionen untersucht werden. Für radioaktive Kerne werden zusätzliche Aspekte der Wechselwirkung (wie beispielsweise die bereits erwähnte Spin-Isospin-Abhängigkeit in der Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen) zwischen Nukleonen bedeutsam, was zu bislang unbekannten Konfigurationen in der Kernstruktur führt.

Die Separationsenergien der Nukleonen, die für stabile Kerne im Bereich von etwa 8 MeV liegen, sind für exotische Kerne erniedrigt. So betragen sie z.B. für Kerne entlang des r-Prozeß-Pfads zwischen 2 und 3 MeV und können in Kernen nahe oder auf der Dripline auf nur einige 100 keV reduziert sein [21]. Auch die Dichteverteilung der Protonen und Neutronen in instabilen Kernen verändert sich gegenüber der in stabilen Kernen beobachteten: der Überlapp wird geringer, Protonen- und Neutronenradien (Skin-Effekt) oder auch die Ausdehnung der diffusen Kernoberfläche (Halo-Effekt) sind unterschiedlich.

Während die Beschreibung der Struktur stabiler Kerne im allgemein gültigen Schalenmodell erfolgreich eingesetzt werden kann, muß die Gültigkeit des Schalenmodells für instabile neutronen-, bzw. protonenreiche Kerne aufgrund der veränderten Bedingungen überprüft werden. Die Nukleonen bewegen sich im Schalenmodell im mittleren Potential $V(r)$. Für instabile Kerne kann sich der Betrag des Potentials $V(r)$ für Protonen und Neutronen stark voneinander unterscheiden. In einer nichtrelativistischen Näherung wird der Spin-Bahn-Anteil $V_{so}(r)$ zum Potential eingeführt, der zu $-1/r \cdot dV(r)/dr$ proportional ist und durch den sich die Schalenstruktur im mittleren Potential erklären läßt. Er wird aufgrund der starken Ausdehnung neutronenreicher instabiler Kerne klein und ist durch die Proportionalität zu $dV(r)/dr$ sensitiv auf Effekte, die an der Kernoberfläche auftreten, wie die bereits erwähnten Skin- oder Halo-Effekte. Die räumliche Ausdehnung hat zur Folge, daß Bindungsenergien klein werden, da der Betrag des mittleren Potentials insgesamt durch diese Effekte vermindert wird. Somit können Restwechselwirkungen wie z.B. Paarungseffekte und Polarisierung des Kernrumpfs – aufgrund ihres relativ zu anderen Effekten nun starken Bei-

trags – untersucht werden. Der Zustand der Valenznukleonen wird also nicht wie bisher durch das mittlere Kernpotential bestimmt, sondern durch die Restwechselwirkungen dominiert. Dies bedeutet Veränderungen in der Kernstruktur, die in den Vorhersagen des Schalenmodells nicht enthalten sind. Schalenabschlüsse beispielsweise scheinen sich zu verändern oder gar zu verschwinden [22].

2.3 Transferreaktionen an instabilen Kernen

Wegen der Sensitivität von Transferreaktionen auf die Struktur von Einteilchen-Zuständen im Kern, sind sie ein ideales Mittel zu deren Untersuchung in instabilen Kernen, in denen aufgrund der ansteigenden Protonen- oder Neutronenüberschüsse neue Entwicklungen in der Schalenstruktur zu erwarten sind. Sogar Effekte von Konfigurationsmischungen und Deformationsfreiheitsgrade können mit Transferreaktionen durch Untersuchung der Fragmentation der Einteilchen-Zustände bestimmt werden.

In Experimenten an instabilen Kernen können Transferreaktionen im gleichen Sinn wie zum Studium stabiler Kerne eingesetzt werden. Allerdings gibt es Unterschiede, die beachtet werden müssen. Die Umsetzung von Experimenten an radioaktiven Kernen verlangt – wie bereits eingeführt – Modifikationen gegenüber Experimenten mit stabilen Strahlen. Aus kurzlebigen radioaktiven Material, wie es hier untersucht werden soll, können keine Targets hergestellt werden. Daher muß auf Reaktionen in inverser Kinematik, also radioaktiver (schwerer) Strahl und stabiles (leichtes) Target, zurückgegriffen werden. Radioaktive Strahlen in Energiebereichen, die Experimente mit Transferreaktionen erlauben, werden in Kernreaktionen wie Spallation, Fragmentation oder Spaltung in geringen Intensitäten von einigen bis 10^8 Teilchen pro Sekunde hergestellt. Dies geschieht in ISOL Einrichtungen wie z.B. bei ISOLDE am CERN [13], die in Kap. 3.1 beschrieben wird. Die geringen zur Verfügung stehenden Strahlintensitäten haben zur Folge, daß nur Reaktionen mit hohem Wirkungsquerschnitt untersucht werden können. Dazu sind dicke Targets und Experimentaufbauten mit großem abgedeckten Raumwinkel und hoher Effizienz notwendig.

Die Verminderung der Separationsenergien der Valenznukleonen und der Anstieg

der mittleren Massenradien [23] führt in instabilen Kernen zu schmalen Impulsverteilungen der Valenznukleonen als in stabilen Kernen. Besonders deutlich wurde diese Impulsabhängigkeit in Breakupreaktionen bei hohen Energien beobachtet [24]. Diese Impulsstruktur impliziert ein Maximum im Transferreaktionsquerschnitt bei kleinen Energien [25], bei denen die Breite der Energieverteilungen durch die Bindungsenergie, den Q -Wert der Reaktion und den Bahndrehimpuls bestimmt wird.

Da in instabilen Kernen nicht nur die Valenznukleonen schwach gebunden sein können, sondern auch der Kernrumpf, kann dieser nicht als an der Reaktion unbeteiligt betrachtet werden. Daß dynamische Deformationen des Systems auftreten, wurde z.B. in [26] gezeigt. Im Transferprozeß wird in solchen Fällen auch der Kernrumpf angeregt, was den Transfer als solchen beeinflusst. Daher ist es notwendig, zur korrekten Beschreibung dieses Prozesses Rechnungen mit Berücksichtigung gekoppelter Kanäle durchzuführen [27].

2.4 Experimentelle Aspekte

Der Reaktionsmechanismus von Einteilchen-Transferreaktionen mit zwei Teilchen im Ausgangskanal ist gut verstanden und etabliert. Zur Untersuchung der im Fall radioaktiver Kerne vorliegenden Bedingungen wurden DWBA- und Exact-Finite-Range-Rechnungen (EFR-DWBA) von Transferreaktionen durchgeführt [25]. Die Kernstruktur wurde im Skyrme Hartree-Fock Modell [28, 29], das auch Paarungseffekte berücksichtigt, beschrieben. Es hat sich gezeigt, daß

- sich die Kerne als Targets eignen, die ein leicht gebundenes Valenznukleon haben, wie ^9Be oder ^2H ,
- der maximale Wirkungsquerschnitt für einen Ein-Nukleon-Transfer an ^9Be oder ^2H von einigen 10 bis zu einigen 100 mb reichen kann und demnach mit Strahlintensitäten von nur 10^4 Teilchen pro Sekunde aussagekräftige Experimente durchgeführt werden können,
- die optimale Strahlenergie für solche Reaktionen zwischen 2 und 6 MeV/u liegt,

- bevorzugt angeregte Zustände eines Kerns bevölkert werden,
- in dem gewählten Energiebereich Wirkungsquerschnitte der Reaktionen an Kernen mit höherer Kernladungszahl drastisch sinken, so daß besonders bei der Verbindung von deuteriertem Polyethylen (CH_2), das als Deuteronentarget benutzt wird, nur ein vernachlässigbar kleiner Untergrund von Reaktionen am Kohlenstoff zu erwarten ist,
- Transferreaktionen bei einem Wechselwirkungsradius stattfinden, der der Kernoberfläche oder sogar einer größeren Entfernung vom Kernrumpf entspricht, so daß sie besonders sensitiv auf Einteilchen-Zustände der Valenznukleonen sind.

In Pickupreaktionen an Strahlteilchen mit Neutronenzahl N und Ladungszahl Z können die Reaktionsprodukte mit $(N + 1)$ und $(Z + 1)$ in Neutron-, bzw. Protontransferreaktionen untersucht werden. Also ist es durch Transfer eines oder mehrerer Neutronen möglich, neutronenreiche Kerne weiter abseits vom Tal der Stabilität zu erzeugen. Sollen diese Kerne als Strahl zur Verfügung stehen, muß beachtet werden, daß die Strahlintensität mit jedem weiteren überschüssigen Neutron mit einer Verminderung von etwa einer Größenordnung einhergeht. Es erweist sich daher als geschickt, Reaktionen, in denen Kerne einen Schritt weiter von der Stabilität weg erzeugt werden, zu verwenden. Das funktioniert allerdings nur für den Transfer einzelner Neutronen, oder allgemein Nukleonen, denn die Reaktionsquerschnitte für Multi-Nukleonentransfer nehmen schnell mit der Anzahl der Nukleonen ab [30].

Die geforderten experimentellen Bedingungen werden optimal in einem hochauflösenden und -effizienten γ -Spektroskopie-Aufbau umgesetzt, in dem sowohl die γ -Quanten als auch das leichte Reaktionsprodukt positionsempfindlich mit hoher Auflösung nachgewiesen werden. Die Notwendigkeit, Experimente an radioaktiven Kernen in inverser Kinematik durchführen zu müssen, hat Auswirkungen auf die Positionierung der Detektoren. Zur Veranschaulichung der erwarteten Reaktionswinkel ist in Abb. 2.2 ein schematisches Geschwindigkeitsdiagramm der an einer Strippingreaktion eines Nukleons vom Target teilnehmenden Teilchen gezeigt. Es wird zwischen dem schweren Strahl-ähnlichen („beam-like“ – bl) Teilchen, das ein Nukleon aufgenommen hat, und dem leichten Target-ähnlichen („target-like“ – tl) Teilchen, das ein Nukleon abgegeben hat, unterschieden.

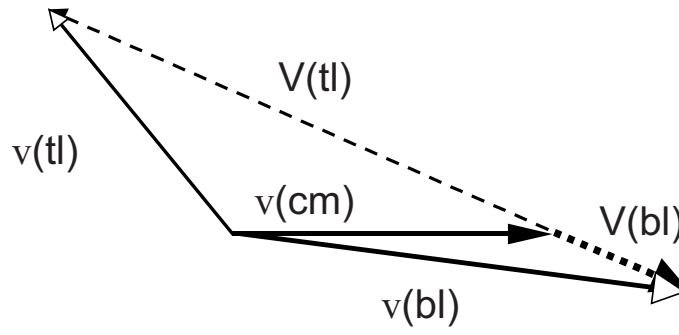


Abb. 2.2: Schematisches Geschwindigkeitendiagramm der an einer Strippingreaktion eines Nukleons vom Target teilnehmenden Kerne nach der Reaktion im Schwerpunktsystem (gestrichelte Pfeile, V) und im Laborsystem (durchgezogene Pfeile, v). Dabei wird zwischen dem schweren Strahl-ähnlichen (bl) und dem leichten Target-ähnlichen Teilchen (tl) unterschieden. Die schweren Reaktionsprodukte sind im Laborsystem demnach unter kleinen Vorwärts-, die leichten Reaktionsprodukte unter Rückwärtswinkeln zu erwarten.

Wird beispielsweise ein Neutron aus einem Deuteron auf ein schweres Strahlteilchen übertragen und darin eingefangen, verringert sich die Masse des leichten Target-ähnlichen Teilchens deutlich, seine Geschwindigkeit $V(tl)$ erhöht sich gegenüber der Laborgeschwindigkeit des Schwerpunkts $v(cm)$. Als Folge dessen wird es in Reaktionen, deren Q -Wert der Ungleichung $Q > E_B(M_B/M_{bl}-1)$ genügen – das ist üblicherweise der Fall – unter Rückwärtswinkeln beobachtet. Darin sind die Energie und Masse der schweren Strahlteilchen E_B und M_B , M_{bl} die Masse des gestreuten schweren Teilchens, das im Laborsystem unter einem kleinen Vorwärtswinkel gestreut wird, da sich seine Masse in der Reaktion erhöht und sich damit seine Geschwindigkeit $V(bl)$ gegenüber der Laborgeschwindigkeit des Schwerpunkts $v(cm)$ vermindert.

Ein erstes Experiment zur Umsetzung der experimentellen Bedingungen ist in [31] beschrieben und wurde am Tandembeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Darin wurden die Transferreaktionen (d,p), (d,n) und ($^9\text{Be}, 2\alpha$) an stabilem ^{36}S in inverser Kinematik untersucht. Die vorhergesagt hohen Wirkungsquerschnitte eines Neutronentransfers an deuteriertem Polyethylen und ^9Be konnten für die zu der Zeit mögliche Energie bei REX-ISOLDE von 2.2 MeV/u aus der Analyse der emittierten γ -Quanten bestätigt

werden. Die Geometrie des Aufbaus wurde optimiert sowie die durch unter verschiedenen Winkeln positionierten Germaniumdetektoren notwendige Dopplerkorrektur der γ -Spektren erfolgreich getestet.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment stellt die Weiterführung des Testexperiments aus [31] für instabile Strahlen dar. Die Prognose der hohen Wirkungsquerschnitte für Transferreaktionen mit radioaktiven Strahlen wurde überprüft. Neben den Informationen aus dem γ -Kanal wurden aus der zusätzlich dazu zur Verfügung stehenden Teilcheninformation Einteilchen-Zustände und spektroskopische Faktoren ermittelt. Deren Interpretation führt zu neuen Erkenntnissen zur Kernstruktur in neutronenreichen Kernen nahe des $N = 20$ Schalenabschlusses.

3 Experimente an REX–ISOLDE

Das Experiment zur Untersuchung des $^{31}\text{Mg}^*$ in der Transferreaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ wurde im Oktober 2003 am REX–ISOLDE Nachbeschleuniger durchgeführt. Im folgenden werden die Erzeugung des radioaktiven Strahls bei ISOLDE, die Beschleunigeranlage, der Meßplatz um das γ –Spektrometer MINI-BALL und die verwendeten Detektoren vorgestellt.

3.1 REX–ISOLDE Nachbeschleuniger

REX–ISOLDE (Radioactive Beam Experiments at ISOLDE/CERN) steht für ein neuartiges Konzept zur effektiven Nachbeschleunigung radioaktiver Ionen in dem Bereich der Coulombschwelle leichter Kerne ($A < 48$). Am Isotope–Separator–On–Line ISOLDE [13] werden seit 1967 radioaktive Kerne weitab vom Stabilitätstal untersucht, wobei in der Anfangszeit ein 600 MeV Protonen Synchrozyklotron (SC) als Treiberbeschleuniger eingesetzt wurde. Die heutige sogenannte PSB–ISOLDE wurde 1992 in Betrieb genommen [32]. Durch den Beschuß dicker Targets mit einem 1.4 GeV Protonenstrahl aus dem Protonen–Synchrotron–Booster (PSB) werden hier die radioaktiven Kerne über Spallations-, Spaltungs- und Fragmentierungsreaktionen erzeugt. Für REX–ISOLDE sind dabei besonders die neutronenreichen Kerne von Interesse.

Um die Diffusion der Reaktionsprodukte an die Targetoberfläche zu beschleunigen, sind die Targets je nach Zusammensetzung auf bis zu 2300° C aufgeheizt. Es werden abhängig von der zu erzeugenden Isotopenart, hier für neutronenreiche Isotope, Tantal– oder Urancarbiddtargets verwendet. Gegenwärtig können über 600 Isotope von 68 Elementen geliefert werden [33].

Eine Übersicht über den ISOLDE Komplex am CERN ist in Abb. 3.1 gezeigt. Das Target befindet sich auf einer 60 kV Plattform, so daß die an die Targetoberfläche diffundierenden und anschließend in einer Ionenquelle in einen 1^+ –Ladungszustand gebrachten radioaktiven Ionen gegen Erdpotential extrahiert werden können. Für jeden der beiden Massenseparatoren ist ein Target eingebaut,

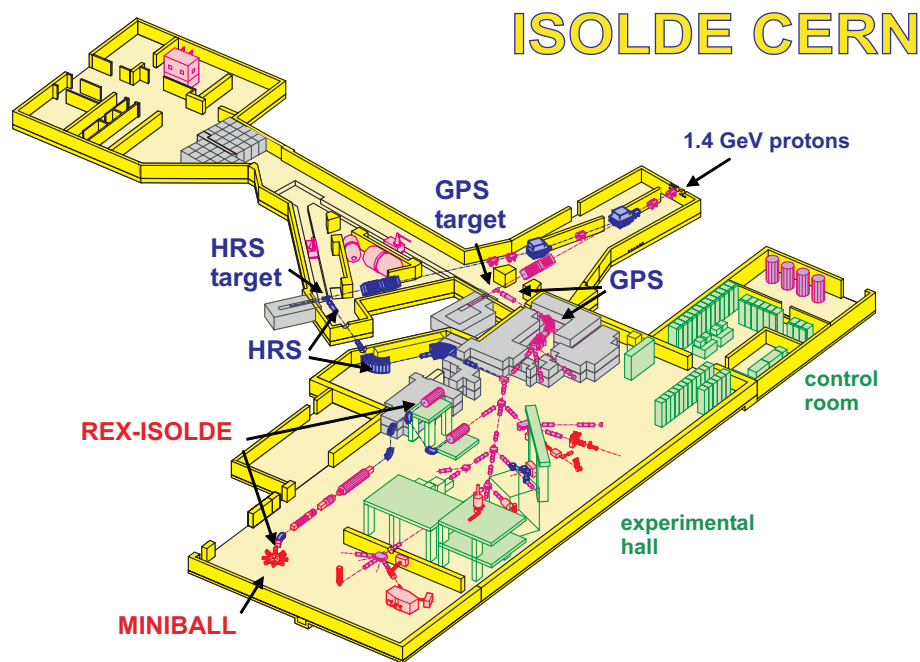


Abb. 3.1: Schematischer Überblick über die ISOLDE Anlage. Die 1.4 GeV Protonen vom PS Booster treffen auf eines der Separator-Targets, von wo die zu untersuchenden radioaktiven Kerne elektrostatisch zu den Meßplätzen in der Experimentierhalle geführt werden. Links sind die REX-ISOLDE Anlage und der angeschlossene MINIBALL-Meßplatz zu erkennen.

so daß die beiden Separatoren unabhängig voneinander betrieben werden können. Die Ionenquellen selbst sind an das Target über einen Transferkanal angeschlossen. Es werden drei Arten von Ionisationsmethoden angewandt: Oberflächenionisation, Plasmaionisation (Elektronenstoß) und Laserionisation [34]. Der General Purpose Separator (GPS) hat ein Auflösungsvermögen von $M/\Delta M = 2400$ und kann drei verschiedenen Massen im Bereich von $\pm 15\%$ um die zentrale Masse für drei verschiedene Experimentierplätze anbieten. Der High Resolution Separator (HRS) erreicht eine Massenauflösung von $M/\Delta M > 10000$, womit in einigen Fällen sogar eine Isobarentrennung möglich ist.

Zur effektiven Beschleunigung der radioaktiven Ionen muß deren Ladungszustand erhöht werden. Hierdurch kann der Beschleuniger verkürzt werden, was zu einer Raum- und Kostenersparnis führt. Zudem wird der dynamische Massenbereich der Isotope, die beschleunigt werden können, vergrößert. Im allgemeinen wird die Erhöhung des Ladungszustands durch das Einbringen von Stripperfolien erreicht.

Dieses Prinzip wird bei anderen Projekten zur Beschleunigung radioaktiver Ionen angewandt, z.B bei ISAC/TRIUMF [35], ist jedoch mit verschiedenen Nachteilen verbunden: Beispielsweise beträgt die Effizienz nur ca. 10%, es entsteht ein starkes Emittanzwachstum und ein langer Pre-Stripper LINAC wird erforderlich. Angesichts der relativ geringen Intensitäten bei radioaktiven Ionenstrahlen (etwa 10^3 bis 10^8 Ionen pro Sekunde bei REX-ISOLDE) wurde dieses Prinzip vermieden. Für REX-ISOLDE wurde hingegen ein Konzept entwickelt, bei dem der einfach geladene Ionenstrahl in einer Penningfalle (REXTRAP [36], siehe Kap. 3.1.1) akkumuliert, gekühlt, gebuncht und separiert wird, und anschließend der gewünschte Ladungszustand in einer EBIS (REXEBS [37], siehe Kap. 3.1.2) erbrütet wird. Dies ist das sogenannte Konzept des Ladungsbrütens, welches sich der speziellen Eigenschaften von Hochladungionenquellen wie der EBIS (Electron Beam Ion Source) oder der ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) bedient. Die einfach geladenen Ionen, die mit einer Energie von 60 keV von ISOLDE ankommen, werden hierbei durch das Plattformpotential der REXTRAP (annähernd 60 kV) abgebremst und kontinuierlich in die Falle injiziert. Nach einigen ms, einer Zeit die durch die Dauer des Ladungsbrütens in der EBIS festgelegt ist, werden aus der Falle Pulse mit einer Länge von ca. 10 ms extrahiert, d.h. erneut auf 60 keV beschleunigt und über eine Transferstrahlführung zur EBIS transportiert. Diese ist ebenfalls auf einer 60 kV Plattform installiert, wodurch die Ionen erneut fast vollständig abgebremst werden. Nach dem Ladungsbrüten zu einer spezifischen Ladung von > 0.22 und ≤ 4.5 (Dauer: 5 - 20 ms) werden die Ionen über einen achromatischen Massenseparator [38] in den Radio-Frequency-Quadrupole (RFQ) zur Nachbeschleunigung injiziert. Die EBIS liefert 50 μ s Pulse bei einer Wiederholfrequenz von 50 Hz.

3.1.1 REXTRAP

Da der Vorgang des Ladungsbrütens in der EBIS Zeiten von maximal 20 ms erfordert, und da auch der LINAC mit 10% getastet ist, kann der Strahl von ISOLDE nicht kontinuierlich weitergeleitet werden, sondern wird in Pulse zerlegt. REXTRAP ist eine 1 m lange zylindrische, gasgefüllte Penningfalle mit einem Magnetfeld von 3 T. Nachdem die Teilchen die Potentialbarriere am Eingang der Falle passiert haben, verlieren sie ihre verbliebene Energie durch Reibung (Kühlung) mit dem Puffergas (Ar oder Ne). Die Ionen werden vollständig ein-

gefangen, wenn ihr Energieverlust während einer Schwingung im Fallenpotential (Tiefe typischerweise 50 V) größer ist als die Energieverschmierung des ISOLDE Strahls nach dem Abbremsen (ca. 30 eV). In diesem Fall können die Ionen beim Zurückwandern durch die Falle die Potentialbarriere am Eingang nicht mehr überwinden. Anhand früherer Experimente an ISOLTRAP [39] wird für REXTRAP eine Einfangeffizienz von 100% bei einem Gasdruck von 10^{-3} mbar erwartet. Gemessen wurden bisher 40%. Die Emittanz des Strahls wird durch den Vorgang des Kühlens erheblich verbessert, was aufgrund der kleinen Akzeptanz der EBIS unbedingt erforderlich ist.

3.1.2 REXEBIS

Die EBIS benutzt einen Elektronenstrahl, der durch einen umgebenden Solenoiden zu einer hohen Stromdichte fokussiert wird. Der Elektronenstrahl erzeugt eine radiale Potentialmulde für die Ionen, während longitudinal der Einschluß durch das elektrische Potential einer Reihe zylindrischer Elektroden, die den Elektronenstrahl umgeben, gewährleistet wird. Ionen, die in der EBIS gefangen sind, werden schrittweise durch Stöße mit dem Elektronenstrahl weiter ionisiert, bis sie durch eine Änderung der longitudinalen Potentialverteilung extrahiert werden können. Der bevorzugt erzeugte Ladungszustand ist dabei von der Einschlußzeit sowie von der Stromdichte des Elektronenstrahls abhängig. In der REXEBIS wird der 0.5 A Elektronenstrom durch das anliegende Solenoidfeld zu einer Stromdichte von mehr als 200 A/cm^2 fokussiert. Der Elektronenstrahl hat eine Energie von 5 keV. Ein supraleitender Solenoid erzeugt das Magnetfeld von 2 T mit einer Homogenität von etwa 0.25% entlang der Einschlußlänge von 80 cm. Typische Isotope (Na, Ca, Mg), die bei den REX-ISOLDE Experimenten verwendet werden sollen, erfordern Brutzeiten zwischen 5 ms und 20 ms, um eine spezifische Ladung von 4.5 zu erreichen. Um die Injektionsenergie in den RFQ auf 5 keV/u zu verringern, muß das Potential der Hochspannungsplattform ständig zwischen 60 kV bei der Injektion und dem Masse zu Ladungsverhältnis $A/q \cdot 5 \text{ kV}$ während der Extraktion umgeschaltet werden. Die Pulslänge des extrahierten Strahls ist $50 \mu\text{m}$. Die Energiebreite beträgt ca. 50 eV/q. Um Verunreinigungen des Ionenstrahls durch Restgasionen aus der REXTRAP zu vermeiden, ist ein Vakuumdruck von $< 10^{-11}$ mbar erforderlich.

3.1.3 REX–Separator

Die Ausbeute an Na, Mg, K und Ca–Isotopen kann um Größenordnungen schwächer sein als der Anfall von Restgasionen von C, N, O und Ionen des Fallenspuffergases, der aus der EBIS extrahiert wird. Durch Wahl des Ladungszustands des Strahlisotops ist es möglich, eine deutliche Unterdrückung der Restgasanteile zu erreichen, allerdings kann der Untergrund damit nicht vollständig eliminiert werden. Aus diesem Grund ist hinter der EBIS ein weiterer Massenseparator erforderlich, um die gewünschten Isotope von den Restgasionen zu trennen. Anhand gemessener Restgasspektren zeigt sich, daß eine Massenseparation mit einer q/A –Auflösung von 150 hierfür ausreichend ist. Der achromatische REX–Separator arbeitet nach dem Prinzip des Nier–Spektrometers [40]. Er besteht aus einem elektrostatischen Zylinderdeflektor mit 90° Ablenkung und einem 90° Biegemagneten. Ein elektrostatischer Oktupol wurde aus Platzgründen direkt hinter der EBIS – also außerhalb der eigentlichen Separatorstrahlführung – angebracht. Der Separator ist senkrecht aufgestellt und überwindet so die 3.1 m Höhenunterschied zwischen EBIS und Linac.

3.1.4 REX–Linac

Der REX–RFQ ist das erste Modul des REX–ISOLDE Linacs. Er beschleunigt die Ionen hinter dem Separator von 5 keV/u auf die IH–Einschußenergie von 300 keV/u. Die Länge dieser Sektion beträgt 1.7 m. Die IH–Struktur von REX–ISOLDE [41] ist eine verkürzte Version (1.5 m, 20 Gaps) vergleichbarer Beschleuniger, die im Hochladungsinjektor der GSI sowie im Linac 3 am CERN bereits seit einiger Zeit erfolgreich im Einsatz sind. Es handelt sich dabei um hocheffiziente Driftröhrenbeschleuniger, in denen die Felder der H_{111} –Hohlraummode zur Beschleunigung ausgenutzt werden [42]. Die hohe Effizienz ergibt sich aus der starken Konzentration der beschleunigenden Spannung um die Strahlachse. Diese wiederum folgt aus dem kleinen Querschnitt der Driftröhren, in die – anders als bei Driftröhrenstrukturen wie z.B. dem Alvarez–Beschleuniger – keine Fokussierungselemente eingebaut werden müssen, da eine einzige große auf Nullpotential liegende Driftröhre die Linsen zur transversalen Fokussierung enthält. Eine Neuerung im Design dieses Beschleunigertyps stellt bei der REX–IH–Struktur die Möglichkeit dar, die Endenergie mit Hilfe der Tauchkolben zwischen 1.1 und

1.2 MeV/u zu variieren. Hierzu wird die Spaltspannungsverteilung in der Struktur über die Stellung der Tauchkolben modifiziert, wobei ein Tauchkolben ausschließlich zur Änderung der Spannung eingesetzt wird und der andere zum Frequenztuning. Bei den 7-Spalt-Resonatoren [43] handelt es sich um vergleichbare Strukturen die im Heidelberger Hochstrominjektor eingesetzt werden [44]. Allerdings mußte hier eine Anpassung an die bei REX-ISOLDE vorliegenden Energien sowie an die geforderte Betriebsfrequenz von 101.28 MHz durchgeführt werden. Hinter den 7-Spalt-Resonatoren dient ein magnetischer Switcher dazu, den Strahl an verschiedene Experimentierplätze weiterzuleiten. Um zu höheren Energien jenseits der Coulombschwelle der schwereren Kerne zu gelangen, ist nach den ersten erfolgreichen Operationsperioden ein Upgrade des REX-ISOLDE Beschleunigers geplant, das vorsieht, hinter der IH-Struktur zwei weitere IH-Beschleuniger bei 202.56 MHz einzubauen. Die 7-Spalt Resonatoren werden im Rahmen dieser Erweiterung durch IH-7-Spalt-Beschleuniger ersetzt, wie sie auch beim geplanten Spaltfragmentbeschleuniger eingesetzt werden sollen. Das Upgrade und die dafür notwendige ISOLDE-Hallenerweiterung werden zur Zeit am CERN durchgeführt.

3.2 Experimentaufbau

Der mit einer maximalen Energie von 2.2 MeV/u vom REX-ISOLDE Nachbeschleuniger kommende Strahl trifft in der im Durchmesser nur 17 cm großen Reaktionskammer auf das Target. Die aus der Reaktion hervorgehenden Produkte fliegen entweder im Laborsystem unter kleinem Vorwärtswinkel durch die Öffnung im DSSSD aus der Reaktionskammer heraus (schwere, „beam-like“ Ionen) oder werden im zu Reaktionswinkeln in Vorwärtsrichtung ausgerichteten DSSSD positionsempfindlich nachgewiesen (leichte, „target-like“ Ionen). Aus dem angeregten zu untersuchenden Kern emittierte γ -Quanten werden im MINIBALL Spektrometer detektiert. Die Koinzidenzbedingung für Teilchen und γ -Quanten wird elektronisch durch die vom γ -Quant vorgegebene Zeit realisiert, indem das Teilchen in der Datenaufnahme von einer für γ -Quanten und Teilchen gemeinsam laufenden Uhr eine entsprechende Zeit zugewiesen bekommt.

Im Fall der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Transferreaktion

$^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ mit einem ^{30}Mg -Strahl der Intensität von etwa 10000 Teilchen pro Sekunde an einem $10\text{ }\mu\text{m}$ dicken Target aus deuteriertem Polyethylen wird im DSSSD das leichte Reaktionsprodukt, das Proton, nachgewiesen. Das erzeugte $^{31}\text{Mg}^*$ fliegt unter kleinen Winkeln aus der Reaktionskammer. Aus der Protonenintensität pro anularem Streifen werden spektroskopische Eigenschaften des angeregten Kerns $^{31}\text{Mg}^*$ extrahiert.

Ein Schema des Experimentaufbaus ist in Abb. 3.2 gezeigt. Es wurden die

- Coulombanregung des ^{30}Mg an einem natürlichen Nickeltarget, $^{58}\text{Ni}(^{30}\text{Mg},^{30}\text{Mg}^*)^{58}\text{Ni}$ – deren Auswertung Gegenstand von [7] ist – und die
- Transferreaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$

gemessen. In Abb. 3.3 ist ein Foto der Reaktionskammer mit der Targetposition und dem DSSSD darin gezeigt. Der DSSSD ist durch eine Blende vom direkten Strahl geschützt. Die Kammer hat einen Durchmesser von 17 cm. Cluster des MINIBALL-Spektrometers sind nicht im Bild, die Position des PPACs ist durch einen Pfeil gekennzeichnet.

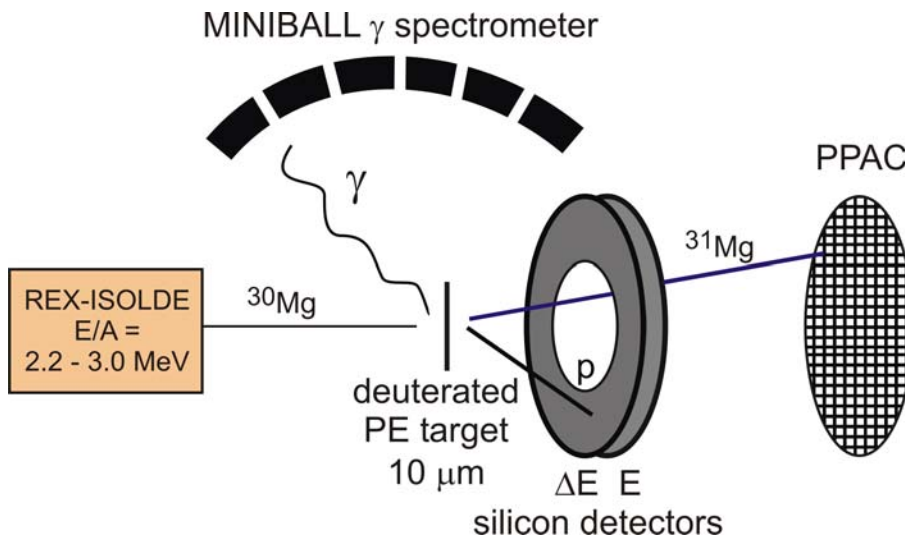


Abb. 3.2: Der von REX-ISOLDE kommende ^{30}Mg -Strahl trifft in der Reaktionskammer auf ein $10\text{ }\mu\text{m}$ dickes deuteriertes Polyethylentarget. Das aus der Reaktion hervorgehende ^{31}Mg wird nicht direkt nachgewiesen, das Proton wird unter Vorwärtswinkeln im DSSSD positionsempfindlich, die emittierten γ -Quanten aus dem zerfallenden $^{31}\text{Mg}^*$ werden im γ -Spektrometer MINIBALL koinzident zum Proton detektiert.

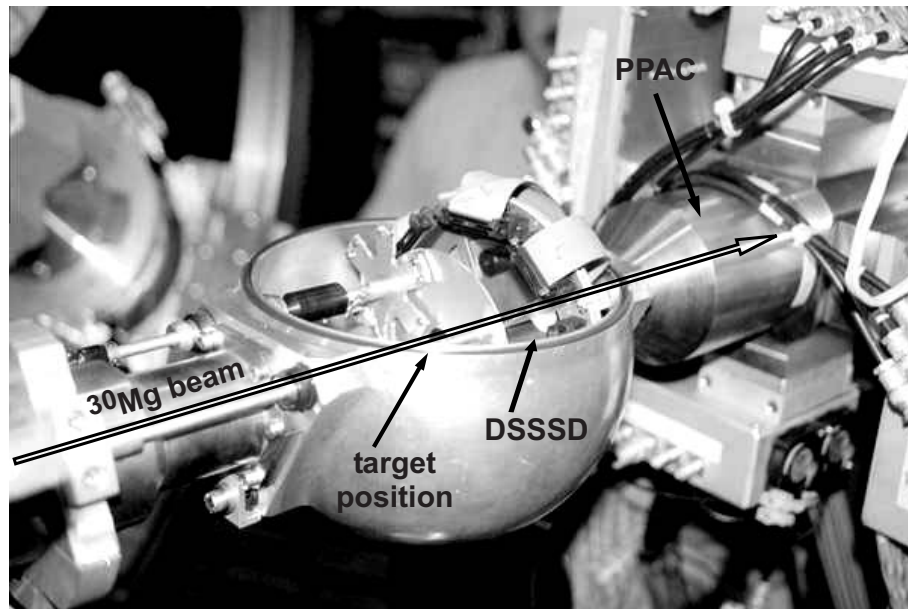


Abb. 3.3: Im Experiment verwendete Reaktionskammer bei MINIBALL. Der Strahl kommt von links. Die Targetposition (ohne eingebautes Target) und der durch eine Blende vom direkten Strahl geschützte DSSSD sind markiert. Die Kammer hat einen Durchmesser von 17 cm. Cluster des MINIBALL-Spektrometers sind nicht zu sehen, die Position des PPACs ist durch einen Pfeil gekennzeichnet.

3.3 MINIBALL γ -Spektrometer

Für Kernstrukturuntersuchungen durch Coulombanregung, aber auch Neutronen-transferreaktionen bei REX-ISOLDE kommt ein hochauflösendes Germanium-Detektorsystem, der MINIBALL (siehe Abb. 3.4), zum Einsatz. Dieser besteht aus einer neuen Generation von sechsfach segmentierten, individuell gekapselten, hochreinen Germaniumdetektoren (HPGe), deren Tiefe 78 mm beträgt und deren Radius zwischen 59 und 70 mm variiert [45]. Sie müssen im Betrieb auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Die Betriebsspannung beträgt etwa 4000 V. Jeweils drei Zähler sind in einem Cluster zusammengefaßt. Derzeit besteht der MINIBALL aus acht solcher Cluster. Durch die Montage an einer variablen Rahmenanordnung lassen sich für das jeweilige Experiment optimale, theoretisch 4π -Geometrien realisieren. Das Spektrometer hat eine Photopeak-Effizienz von etwa 8% und eine Auflösung von weniger als 2 keV bei γ -Energien

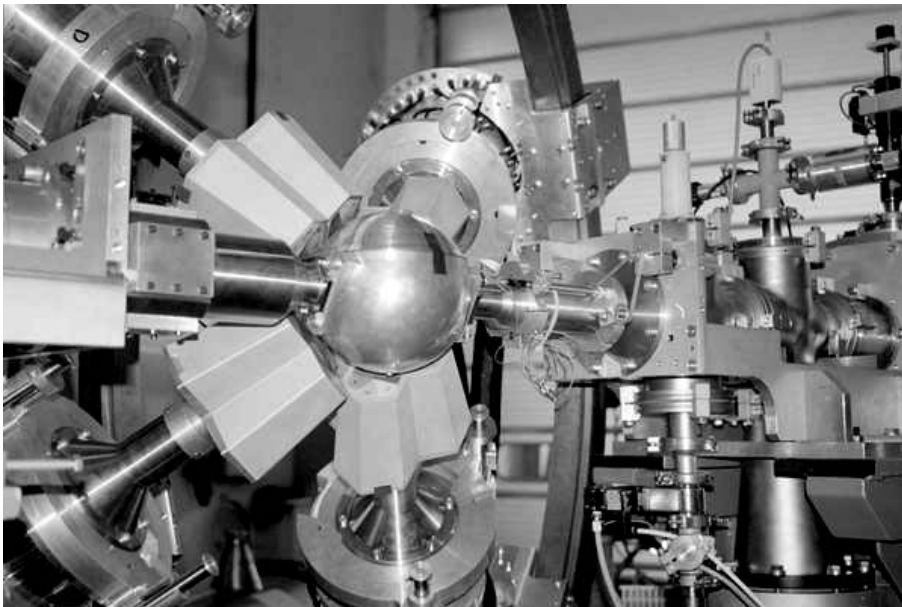


Abb. 3.4: Das hochauflösende MINIBALL γ -Spektrometer an REX-ISOLDE. Die runde Reaktionskammer hat einen Durchmesser von 17 cm. Vier der acht Cluster sind im Rahmen eingebaut. Der Strahl tritt von rechts in die Kammer ein.

von 1 MeV.

Durch den Dopplereffekt (der sich auch bei einer Geschwindigkeit der Reaktionsprodukte von nur 5% der Lichtgeschwindigkeit signifikant auswirkt) hängt die gemessene γ -Energie davon ab, unter welchem Winkel bezüglich der Richtung des Geschwindigkeitsvektors des emittierenden Teilchens das γ -Quant nachgewiesen wird. Für eine optimale Dopplerkorrektur muß dieser Winkel innerhalb weniger Grad Genauigkeit bekannt sein. Die dichte Geometrie der MINIBALL Experimente – die Detektoren werden in geringen Abständen zwischen 10 und 19 cm vom Target montiert – führt dazu, daß die bloße Segmentierung der Germaniumzähler nicht ausreicht, um die notwendige hohe Positionsauflösung zu erreichen. Die Granularität der Detektoren muß demnach erhöht werden. Dies wird durch zusätzliche Betrachtung der Pulsform erreicht. Aus der Form des Summensignals aller Segmente, das im Core eines Kristalls gemessen wird, kann die radiale Position und aus der Analyse der Bildladungen, die in den benachbarten Segmenten induziert werden, die azimutale Position genauer bestimmt werden. Aus Tests mit einer kollimierten γ -Quelle ergibt sich mit dieser Methode statt der sechsfachen Segmentierung eines Clusters eine effektive Granularität von etwa

Für diese Pulsformanalyse sowie die Aufnahme der Energieinformation des Signals werden von der Firma XIA [46] entwickelte CAMAC Module des Typs DGF-4C eingesetzt. Jedes der Module hat vier Eingangskanäle. Die analogen Signale werden digitalisiert und an einen FIFO (First In First Out) und einen FPGA (Field Programmable Gate Array) transferiert. Der Puls vom FIFO kann entweder zur anschließenden Offline-Analyse auf einem anderen Medium gespeichert, oder von einem DSP noch im DGF-Modul analysiert werden. Im FPGA wird die Energieinformation extrahiert, und eine Pulsformanalyse nach einfachen Algorithmen kann ebenso noch im Modul durchgeführt werden. Eine ausführliche Beschreibung des MINIBALL Spektrometers und dessen Elektronik findet sich in [14].

3.4 Double Sided Silicon Strip Detector

Zum Teilchennachweis wurde ein kommerziell erwerblicher Double Sided Silicon Strip Detector (DSSSD¹) verwendet. In Abb. 3.5 ist ein Schema des Detektoraufbaus gezeigt. Dieser aus vier fast Viertelkreis-großen Quadranten bestehende Siliziumzähler ist in 16 anulare auf der dem Strahl zugewandten Seite, sowie 24 Sektor-Streifen auf der Detektorrückseite segmentiert. Die Sektorstreifen decken einen azimuthalen Winkelbereich von 3.4° in ϕ ab, die anularen Streifen, die den Streuwinkelbereich θ definieren, sind je 2 mm breit. Daraus ergeben sich pro Quadrant 384 Segmente. Der Innendurchmesser der aktiven Detektorfläche ist 9 mm, der Außendurchmesser 41 mm, die Dicke beträgt je nach Quadrant etwa $480\text{ }\mu\text{m}$. Damit können Protonen mit Energien bis zu 8 MeV nachgewiesen werden. Hinter dem positionsempfindlichen Teilchendetektor ist ein zweiter, auch etwa $480\text{ }\mu\text{m}$ dicker Siliziumzähler² eingebaut, der die gleiche Geometrie wie der Detektor davor hat, allerdings nicht segmentiert ist und zu dem Zweck dient, eine Energieverlustmessung durchzuführen. Damit lassen sich Protonen, deren Energie höher als 8 MeV ist, nachweisen und eine Teilchenidentifikation durchführen. Im

¹Type QQQ2/DS, Micron Semiconductor Ltd., Lancing, England.

²Type QQQ1/PAD, Micron Semiconductor Ltd., Lancing, England.

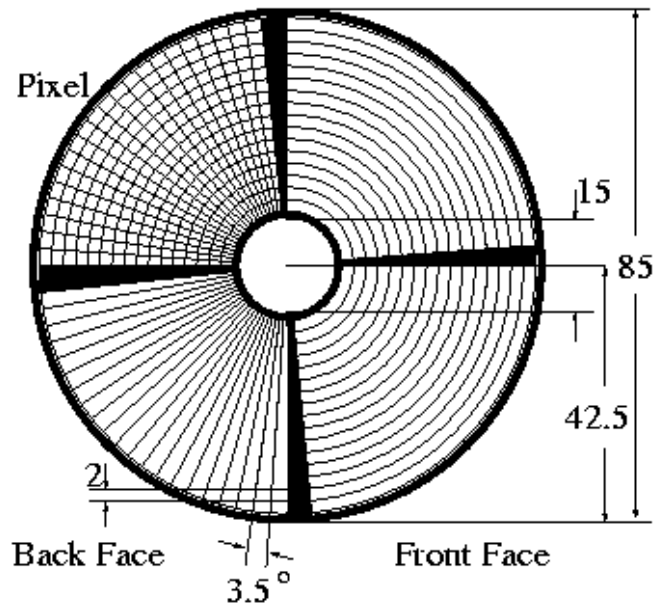


Abb. 3.5: Schematische Darstellung des im vorliegenden Experiment eingesetzten Double Sided Silicon Strip Detector (DSSSD). Die Vorderseite jedes der vier Quadranten ist anular in 16 Streifen von je 2 mm Breite, die Rückseite in 24 Sektorstreifen von 3.4° Winkelabdeckung segmentiert. Daraus ergeben sich insgesamt 1536 Segmente. Der Innendurchmesser der aktiven Fläche beträgt 9 mm, der Außendurchmesser 41 mm, die Dicke etwa $480 \mu\text{m}$. In der vorliegenden Geometrie deckt der Detektor einen Streuwinkel im Labor von 16.6° bis 53.7° ab. Die im Bild angegebenen Maße sind in mm angegeben.

vorliegenden Experimentaufbau deckt der Detektor, der in einem Abstand von 30.1 mm vom Target in Vorwärtsrichtung montiert ist, einen Streuwinkelbereich im Labor von 16.6° bis 53.7° ab. Eine Übersicht über die Dicken der verwendeten Quadranten ist in Tab. 3.1 angegeben. Die Signale werden über ladungssensitive Vorverstärker RAL108 ausgelesen und mittels RAL109 Shaping Amplifier Modulen weiter verarbeitet. Eine detaillierte Beschreibung der anspruchsvollen Elektronik findet sich in [47]. Die Auflösung des Detektors beträgt etwa 30 keV für eine α -Quelle und beruht hauptsächlich auf dem Energieverlust der α -Teilchen in der Totschicht des Detektors, deren Dicke etwa $0.7 \mu\text{m}$ Silizium entspricht.

Tab. 3.1: Dicken der hier verwendeten DSSSD.

Nummer	Dicke ΔE (mm)	Dicke E (mm)
1	0.479	0.479
2	0.479	0.474
3	0.476	0.509
4	0.481	0.490

3.5 Parallel Plate Avalanche Counter

3.5.1 Funktionsprinzip und Design des Detektors

Die Bestimmung und Beobachtung von Ort und Ausdehnung des Strahls auf einem Target ist in Experimenten zur γ -Spektroskopie mit radioaktiven Strahlen wichtig. Die in der Analyse angewandte Dopplerkorrektur der γ -Spektren [7] hängt empfindlich von der Strahlfleckgröße und -breite sowie von der -position auf dem verwendeten Target ab. Die Bestimmung der Strahlparameter stellt allerdings in Experimenten mit radioaktiven Strahlen eine Herausforderung dar. Ein Strahlmonitor muß in der Reaktionskammer, in die er eingebaut ist, möglichst nahe an das Target heran gebracht werden, ohne den Strahl aber dort zu stoppen. Wenn das zu untersuchende, radioaktive Isotop einen β -Zerfall innerhalb der Reaktionskammer macht, kann auch ein γ -Quant emittiert werden. Dieses würde damit in unmittelbarer Nähe der Germaniumzähler einen Untergrund produzieren, der im Vergleich zu den wenigen γ -Quanten aus den zu untersuchenden Übergängen im Kern so groß wäre, daß er die relevanten γ -Quanten überdecken würde. Ein Detektor muß demnach extrem dünn sein – Flächenbelegung des Detektors typischerweise $< 1 \text{ mg/cm}^2$ – da auch eine Aufstreuung des Strahls im Detektor vermieden werden muß. Trotz der geringe Dicke des Detektors soll die Nachweiswahrscheinlichkeit hoch sein, da die Strahlintensitäten im Fall radioaktiver Isotope im Vergleich zu Experimenten mit stabilen Strahlen abhängig vom Isotop um mehrere Größenordnungen kleiner sind.

Es wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Detektor [48] neu konzipiert, der den gestellten Anforderungen genügt. Dabei handelt es sich um einen gasgefluteten

Parallelplattenzähler mit einer effektiven Dicke von nur etwa 1 mg/cm^2 und einer Nachweiswahrscheinlichkeit, die nahezu 100% beträgt. In diesem dünnen Detektor werden die bei REX-ISOLDE erzeugten Ionen selbst bei kleinen Strahlenergien oberhalb etwa 1 MeV/u nicht gestoppt. Wegen der Anforderung an die geringen Dicke des Detektors wurde keine klassische Drahtkammer verwendet, da selbst dünne Drähte mit typischen Drahtdicken von nur etwa $20 \text{ }\mu\text{m}$ einen nicht akzeptablen Anteil des durchgehenden Strahls stoppen würden. In einem Parallelplattenzähler (Parallel Plate Avalanche Counter, PPAC) werden statt Drähten auf Mylar aufgedampfte Aluminiumstreifen zum Nachweis geladener Teilchen verwendet. Durchquert ein ionisierendes Teilchen den Gasdetektor, so erzeugt es Ladungslawinen aus Elektronen und Ionen des Gases, das sich im Detektor befindet. Diese werden im Feld, das im Detektor durch eine angelegte Spannung vergleichbar dem in einem Plattenkondensator herrscht, auf die Hochspannungsfolie, bzw. auf die Nachweisfolien beschleunigt und erzeugen dort ein Signal, dessen Höhe von der angelegten Spannung, der Energie und der spezifischen Ladung des ionisierenden Teilchens abhängt. Der Gasdetektor wird somit – in Analogie zu einer Drahtkammer – im Proportionalitätsbereich betrieben.

Ein Schema des hier verwendeten PPACs ist in Abb. 3.6 gezeigt. Da er durch die in Streifen segmentierten Nachweisfolien positionsempfindlich ist, wird eine Rekonstruktion der zu beobachtenden Strahleigenschaften wie Position und Fokussierung nahe am Target möglich. Er besteht aus fünf Mylarfolien verschiedener Dicke, die je nach Anwendungsbereich im Detektoraufbau unterschiedlich dick mit Aluminium bedampft werden. Die mittlere Folie, an die die benötigte Hochspannung angelegt wird, besteht aus einer $2 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Mylarfolie, die beidseitig mit $100 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$ Aluminium bedampft ist. Davor und dahinter befindet sich jeweils eine $1.5 \text{ }\mu\text{m}$ dicke Mylarfolie, auf der sich jeweils auf der der Hochspannungsfolie zugewandten Seite 25 Streifen mit einer Breite von 1.6 mm aus $100 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$ Aluminium befinden. Die beiden Folien sind parallel zueinander in orthogonaler Ausrichtung der Nachweisstreifen vor und hinter der Hochspannungsfolie angeordnet, um eine positionsempfindliche Segmentierung in horizontaler und in vertikaler Ebene zu erhalten. Ganz außen befinden sich zwei Vakuumabschlußfolien, die ebenfalls aus $1.5 \text{ }\mu\text{m}$ dickem Mylar bestehen und beidseitig eine $40 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$ dicke Aluminiumschicht haben. Sie sind auf Erdpotential gelegt, so daß sich auf der Oberfläche des Detektors keine Ladungen aus zerfallenden Teilchen ansammeln.

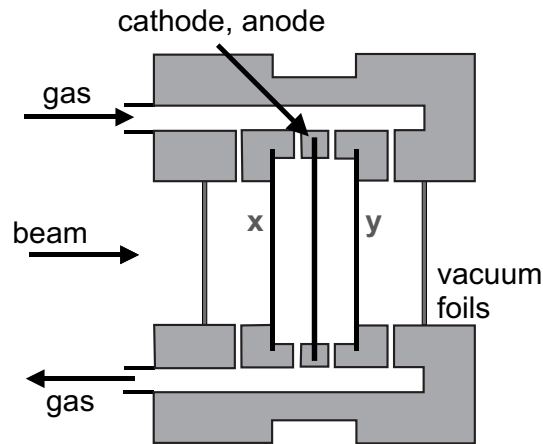


Abb. 3.6: Schema des neuen PPAC-Designs. Im Gegensatz zum alten Detektordesign ist der PPAC nicht durch O-Ringe abgedichtet, sondern geklebt und damit für die Vakuumanforderungen im MINIBALL-Aufbau von 10^{-7} mbar dicht. Der Gasfluß wird nicht mehr durch kleine Löcher in den Folien, sondern das stabile Trägermaterial Stesalith geleitet, wodurch die sehr dünnen und damit empfindlichen Folien geschont werden.

Der Durchmesser der aktiven Fläche beträgt 40 mm, der Gesamtdurchmesser des Detektors 70 mm. Die Hochspannungsfolie und die segmentierten Nachweisfolien sind in einem Abstand von 5 mm voneinander angeordnet, so daß je nach verwendeter Gasart und geeignetem Druck Hochspannungen bis etwa 600 V möglich sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der existierende Parallelplattenzähler wesentlich gegenüber dem Vorgängermodell verbessert. Das Design wurde so angepaßt, daß der Detektor im Experiment zuverlässiger betrieben werden kann, die Elektronik und Gasanlage wurden dahingehend modifiziert, die Nachweiswahrscheinlichkeit zu steigern und Fehlbedienungen zu vermeiden. Ein Foto des neuen Designs ist in Abb. 3.7 gezeigt.

Ein gasgefluteter Detektor im Vakuum ist nur dann verwendbar, wenn er dicht ist. Im alten Design wurde der PPAC mit O-Ringen gedichtet und verursachte häufig eine Verschlechterung des Vakuums aufgrund undichter Stellen zwischen den fünf PPAC-Schichten. Daher wurde die Dichtung mit O-Ringen im neuen Design durch eine Verklebung des Detektors ersetzt. Der Gasfluß wird nicht mehr wie im ursprünglichen Design über kleine Löcher in den Mylarfolien von

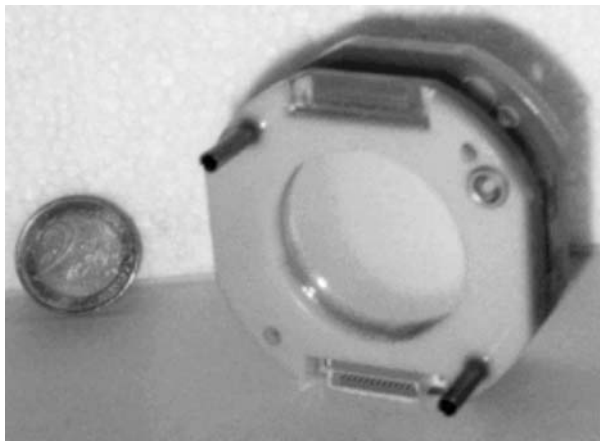


Abb. 3.7: Foto des PPAC im überarbeiteten Design, wie er in den MINIBALL Experimenten eingesetzt wurde. Zum Größenvergleich ist eine 2 Euro Münze abgebildet.

einer Detektorkammer zur nächsten geleitet, sondern durch das stabile Stesalith, aus dem der Detektor gefertigt ist, bzw. das Platinenmaterial, auf dem die Folien aufgeklebt sind. Die dünnen Folien werden dadurch nun keiner zusätzlichen Belastung mehr ausgesetzt. Der Gaswiderstand des Detektors ist durch größere Gasflußkanäle und den Durchgang durch das stabile Material deutlich verringert, und die sehr dünnen Folien werden dadurch geschont. Der Detektor wird mit einem kontinuierlichen Isobutan- (C_4H_{10}) oder Tetrafluormethan- (CF_4) Fluß betrieben: Die Flußrate beträgt typischerweise einige 10^{-2} mbar l/s , der Druck nur 5 bis 15 mbar. Die Energie der damit nachweisbaren Ionen liegt oberhalb 0.8 MeV/u, der nachweisbare Bereich in der Strahlintensität zwischen nur einigen Teilchen und 10^9 Teilchen pro Sekunde.

3.5.2 Auslesemodi

Die Informationen, die der PPAC zur Verfügung stellt, können auf unterschiedliche Weise genutzt werden. Der Detektor kann auf zwei Arten ausgelesen werden, im Einzelteilchen- und im Stromauslesemodus. Beide Auslesemodi werden im folgenden beschrieben.

3.5.3 Einzelteilchenauslese

Bei niedrigen Intensitäten von einigen Teilchen pro Sekunde wird jedes durch den PPAC laufende Teilchen einzeln nachgewiesen und dessen Position im Detektor bestimmt. Dies geschieht über die Messung der Elektronenlawinen, die durch das ionisierende Strahlteilchen im Gas erzeugt werden. Die an die Hochspannungsfolie angelegte Spannung ist negativ. Somit werden auf den Nachweisstreifen die im Gas erzeugten Elektronen detektiert. Das Strahlbild wird zweidimensional in der Detektorfläche rekonstruiert. Um die Position des nachgewiesenen Teilchens zu bestimmen, werden die Zeitsignale der 25 Streifen pro Ebene über eine Verzögerungslinie von 100 ns mit je 4 ns Laufzeitdifferenz aufgenommen. Die Ausleseelektronik ist in Abb. 3.8 dargestellt. Das Signal der Hochspannungsfolie gibt den Start der Zeitmessung vor. Die Zeiten aus der Verzögerungskette für die horizontale sowie die vertikale Ebene werden über einen schnellen Vorverstärker³ von einem Time to Digital Converter (TDC) ausgelesen. Das Signal des durch-

³CSTA Vorverstärker [49].

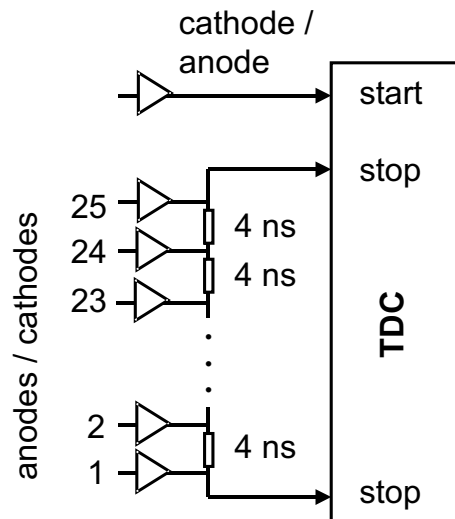


Abb. 3.8: Schema der Elektronik des Teilchenauslesemodus. Das Signal, das in der Hochspannungsfolie erzeugt wird, startet die Zeitmessung im TDC, das Signal des Streifens, der vom Strahlteilchen durchstoßen wurde, stoppt sie. Aus der Zeitdifferenz wird die Position der Streifen in horizontaler und vertikaler Ebene berechnet und daraus die zweidimensionalen Teilchendurchstoßkoordinaten rekonstruiert.

stoßenen Streifens stoppt die Zeitmessung. Dabei werden pro Verzögerungskette in horizontaler und vertikaler Ebene eine Zeit für rechts und links sowie oben und unten bestimmt. Ein Timing Filter Amplifier⁴ dient als schneller Verstärker der Signale, die danach über ein Constant Fraction Modul⁵ laufen, wo die Laufzeitdifferenz der Signale von Hochspannungsfolie und Streifen in x und y bestimmt wird. Mit dieser Information wird die Position des Streifens und damit der Passierort des Teilchens bestimmt. Werden auf diese Art Durchstoßpunkte weiterer Strahlteilchen überlagert, kann aus der zweidimensionalen Intensitätsverteilung der Teilchen eine Aussage über die Strahlparameter gemacht werden. Ein typisches Beispiel für eine solche Rekonstruktion des Strahlflecks auf dem Target ist in Abb. 3.9 gezeigt. Das Bild wurde bei REX-ISOLDE mit einem ^{30}Mg -Strahl mit einer Intensität von etwa 10000 Ionen pro Sekunde aufgenommen.

⁴TFA 2000-6 [49].

⁵F 8201, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany.

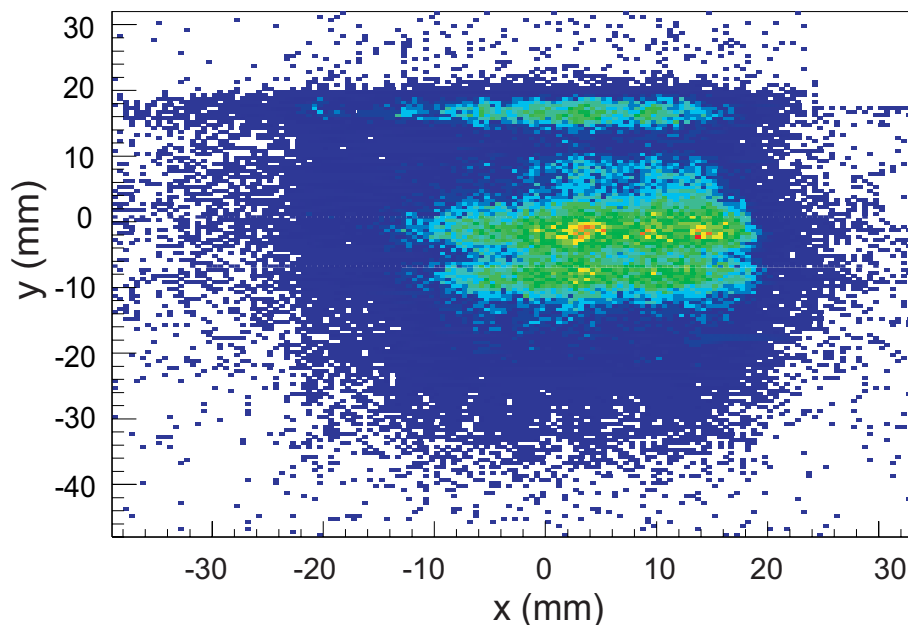


Abb. 3.9: Bei REX-ISOLDE im Einzelteilchenauslesemodus mit etwa 10000 ^{30}Mg -Ionen pro Sekunde aufgenommenes zweidimensionales Strahlbild. In der horizontalen Ebene sind deutlich und in der vertikalen aufgrund der geringeren Intensität schwach einzelne Streifen sichtbar.

3.5.4 Stromauslese

Bei höheren Intensitäten ab einigen 100 Teilchen pro Sekunde wird statt der Position jedes einzelnen Teilchens ein Strahlprofil – also die Projektion der Verteilung aus Abb. 3.9 auf Abszisse und Ordinate – aufgenommen, indem der Strom der Gasionenlawine, die ein ionisierendes Strahlteilchen im Gas erzeugt, in jedem Streifen gemessen wird. Der Detektor wird im Stromauslesemodus betrieben, die angelegte Hochspannung ist positiv. Das Strahlprofil kann eindimensional jeweils in horizontaler und vertikaler Ebene einzeln rekonstruiert werden. Die im PPAC gemessenen Ströme pro Streifen werden einen Strom–Frequenz–Wandler⁶ geleitet und die Frequenz von dort über einen Scaler⁷ online ausgelesen. In diesem Modus kann das Strahlprofil online beobachtet werden, Änderungen der Strahleigenschaften werden sofort sichtbar. Es ist nicht möglich, durch eine Überlagerung ein zweidimensionales Bild zu erhalten, da die Strominformation lediglich eine Projektion des Strahls wiedergibt. In Abb. 3.10 ist eine solche Momentaufnahme des mit Hilfe des PPACs optimierten Strahlprofils gezeigt. Es wurde mit etwa 10000 ^{30}Mg -Ionen pro Sekunde aufgenommen. Für die in den vorliegenden Messungen an MINIBALL/REX–ISOLDE erreichten Strahlintensitäten zwischen

⁶CF 161, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany.

⁷LeCroy 4432 [50].

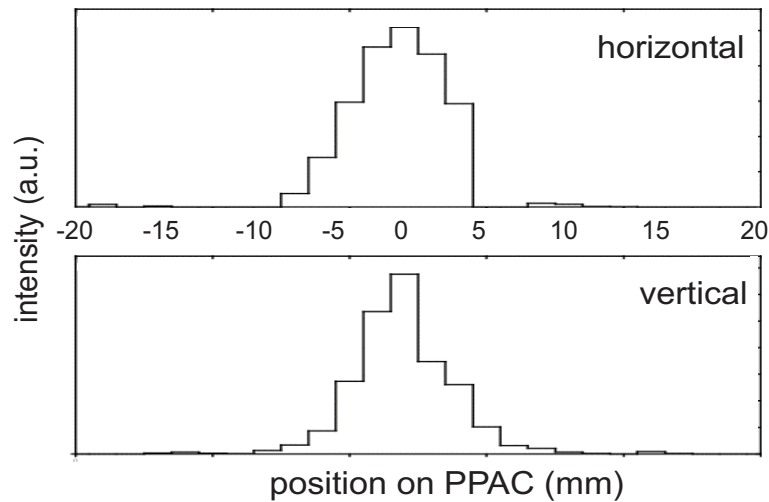


Abb. 3.10: Bei REX–ISOLDE im Stromauslesemodus mit etwa 10000 ^{30}Mg -Ionen pro Sekunde aufgenommenes Strahlprofil. Oben die Projektion der Verteilung aus Abb. 3.9 auf die Abszisse, unten auf die Ordinate.

etwa 10000 ^{30}Mg -Ionen pro Sekunde und einigen pA pro Sekunde des zur Einstellung genutzten ^{22}Ne -Strahls konnte der Stromauslesemodus des PPACs optimiert werden.

Der Einsatz der Einzelteilchenauslese war in diesem Experiment nicht möglich. Zwar kann der PPAC in diesem Modus bei Intensitäten bis zu 10^6 Teilchen pro Sekunde betrieben werden, die Pulslänge bei REX-ISOLDE ist allerdings so kurz (siehe Kap. 3.1), daß die Rate pro Puls im Detektor zu hoch ist, um einzelne Teilchen nachzuweisen.

Im Fall der vorliegenden Messung bei REX-ISOLDE kam es häufig zu Ausfällen der Protonen vom PS-Booster, des RILIS Ionisationslasers [34] oder des REX-Beschleunigers, so daß die Strahlintensität und -qualität sehr genau beobachtet werden mußte. Die hohe Nachweisempfindlichkeit des PPACs ermöglicht eine Beobachtung des Strahls jenseits der Meßempfindlichkeit der sonst an REX-ISOLDE vorhandenen Strahlmonitore. Um in Zukunft einen höheren dynamischen Bereich auch zu niedrigeren Strahlintensitäten mit dem PPAC abdecken zu können, wurden Modifikationen an der bestehenden Elektronik durchgeführt sowie neue Elektronik entwickelt.

Die Modifikationen der aktuellen Elektronik betrafen im wesentlichen eine bessere Abschirmung gegen elektronischen Untergrund, um geringe Strahlintensitäten nachweisen zu können. Dazu wurden neue Stecker und Kabel eingesetzt.

Der schematische Aufbau der neuen Elektronik ist in Abb. 3.11 gezeigt. Um die Nachweisempfindlichkeit weiter zu steigern, werden die aus dem Detektor kom-

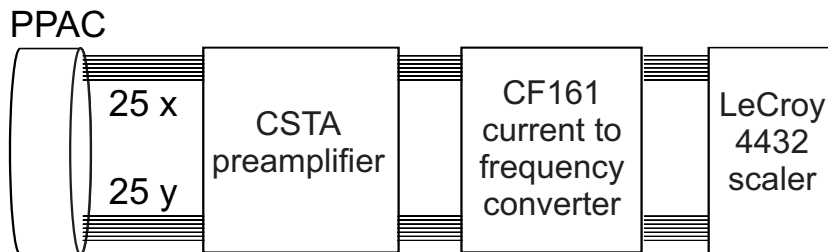


Abb. 3.11: Schema der Elektronik, die Teilchen- und Stromauslesemodi gleichzeitig ermöglicht. Die Signale der Streifen werden einzeln vorverstärkt und erst dann wie im bisherigen Stromauslesemodus verarbeitet. Damit können sowohl sehr hohe als auch geringste Strahlintensitäten nachgewiesen werden.

menden 25 x und 25 y Streifensignale jeweils über einen bereits für das Hochspannungsfoliensignal verwendeten CSTA Vorverstärker ausgelesen und dann erst über einen Strom–Frequenz–Wandler in eine Frequenz umgewandelt. Dieses Signal wird wie im Fall der Stromauslese mit einem Scaler ausgelesen. Die Stromempfindlichkeit steigt durch die Vorverstärkung der Streifensignale so an, daß auch einzelne Teilchen auf diese Weise nachgewiesen werden können. Sowohl im Fall niedriger als auch hoher Strahlintensitäten wird ein Strahlprofil ausgelesen. Erfolgreich getestet wurde diese Elektronik bis zu einer Strahlintensität von 10^4 Teilchen pro Sekunde, siehe Kap. 4. Es bleibt zu überprüfen, ob sich für einzelne Teilchen Ereignis für Ereignis rekonstruieren läßt, so daß die neue Teilchenauslese das gleiche Ergebnis liefert wie die bisher angewandte Methode.

4 PPAC–Testmessung

Um die neue Elektronik sowie die neue Gasanlage zu testen, bzw. räumliche Auflösung und Empfindlichkeit des PPACs bezüglich Strahlintensitäten zu bestimmen, fand im September 2003 ein Testexperiment am Maier–Leibnitz–Laboratorium in Garching statt. Dort wurde am Tandembeschleuniger ein stabiler Schwefelstrahl (^{32}S) mit der zu der Zeit typischen REX–ISOLDE–Energie von 2.2 MeV/u und einer Zeitstruktur, die der der Strahlextraktion aus der Electron Beam Ion Source (EBIS, Kap. 3.1) an ISOLDE ähnelt (alle 100 μs je 10 μs Strahl), zur Verfügung gestellt und in den Detektor geschossen. Eine schematische Darstellung des Experimentaufbaus ist in Abb. 4.1 gezeigt. Damit konnten optimale Einstellungen des Drucks im Detektor, der angelegten Hochspannung für verschiedene Strahlintensitäten von 10^3 bis 10^7 Teilchen pro Sekunde sowie die Grenzen des Detektors im Bezug auf die Nachweisempfindlichkeit bestimmt werden. Bei bekannter Strahlbreite wurde ermittelt, wie breit der Strahl im Profil auf dem PPAC abgebildet wird.

4.1 Druckverhalten

Der Detektor wurde bei vier verschiedenen Drücken zwischen 3 und 12 mbar getestet. Bei steigender Hochspannung war im wesentlichen eine geringe Verschmälnerung des nicht fokussierten Strahlprofils, aber auch eine Reduktion der Zählrate bei ansteigendem Druck zu beobachten.

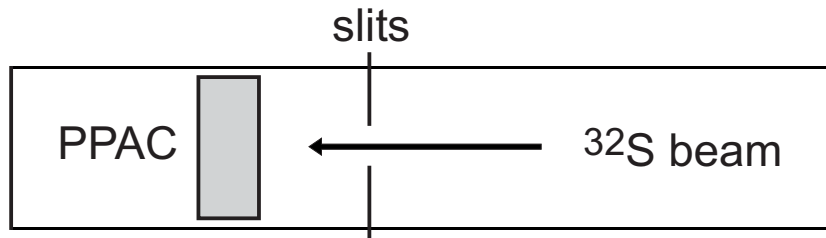


Abb. 4.1: Schema des Experimentaufbaus in Aufsicht und die Position des PPACs darin. Mit je zwei Schlitzen in horizontaler und vertikaler Ebene wurde die Strahlausdehnung auf dem Detektor ermittelt.

Hinter dem ersten Effekt steht die Tatsache, daß die Ladungslawine aufgrund der höheren Mobilität der Elektronen gegenüber den positiv geladenen Ionen eine Tropfenform erhält. Sie ist auf der Seite der Elektronen breiter. Wird die Hochspannung und dadurch das elektrische Feld im Detektor erhöht, wird die Drift seitwärts gegenüber der Drift in Richtung der Elektrode vermindert.

Der zweite Effekt beruht darauf, daß die mittlere freie Weglänge für ein Elektron oder positiv geladenes Ion kleiner wird, je mehr Gasmoleküle sich im Detektorvolumen befinden. Damit kann ein Elektron zwischen zwei Interaktionen weniger Energie beim Durchgang durch das im Detektor angelegte Feld gewinnen und es kommt unter Umständen nicht zu Sekundär- oder Tertiärionisationen. Die Zahl der durch ein primäres Teilchen erzeugten Ladungen und damit die Signalhöhe nimmt also mit steigendem Druck ab. Es ist darauf zu achten, den Druck eher zu gering als zu hoch einzustellen, um ein optimales Bild des Strahlprofils zu erhalten.

4.2 Hochspannungsverhalten

Mit steigender angelegter Hochspannung steigt auch die Signalamplitude. Im Stromauslesemodus ist es also notwendig, zum Nachweis kleiner Strahlintensitäten höhere Hochspannungen anzulegen, um aus den im Detektor erzeugten Strömen ein ähnlich aussagekräftiges Profil des Strahls zu ermitteln wie im Fall hoher Strahlintensitäten. Ein Beispiel dazu ist in Abb. 4.2 gezeigt. Ist die angelegte Hochspannung zu hoch, kann das zu einer Verbreiterung des Strahlprofils durch die Elektronik führen, da der Strom-Frequenz-Wandler aufgrund seiner Empfindlichkeit in Sättigung geht und somit die ausgelesenen Ströme aus den Streifen alle maximal werden, unabhängig davon, wie die tatsächliche Intensitätsverteilung aussieht. Aus den Randstreifen werden also die gleichen hohen Ströme wie aus den Streifen, die im Intensitätsmaximum des Strahlflecks liegen, ausgelesen und das Strahlprofil sieht kastenförmig aus. Das bedeutet, daß der PPAC nicht mehr in einem zu einer Drahtkammer analogen Proportionalitätsbereich betrieben wird, sondern im Auslösebereich. Die Anzahl der in Sekundärionisation erzeugten Elektronen ist

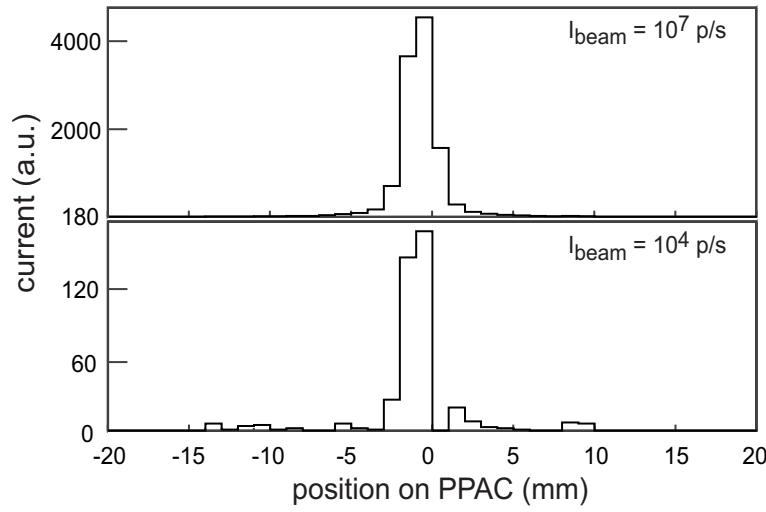


Abb. 4.2: Mit dem PPAC aufgenommene Strahlprofile zur Bestimmung der optimalen Einstellungen für Druck und Hochspannung bei verschiedenen Strahlintensitäten. Im oberen Bildteil ist ein Strahl mit einer Strahlintensität von 10^7 Teilchen pro Sekunde gezeigt, im unteren ein Strahl mit 10^4 Teilchen pro Sekunde. Der Druck beträgt für beide Intensitäten 6 mbar, die angelegte Hochspannung im Fall der hohen Intensität +300 V, für die geringere Intensität +450 V.

$$n = n_0 \cdot \exp(\alpha x) \quad (4.1)$$

mit der Anzahl der primär erzeugten Elektronen n_0 , der Anzahl der auf dem Weg x in weiteren Ionisationen erzeugten Elektronen n und dem ersten Townsend Koeffizienten $\alpha = 1/\lambda$ mit der mittleren freien Weglänge λ . Die Herleitung des Zusammenhangs findet sich in [51].

Es muß demnach darauf geachtet werden, daß eine Sättigung aufgrund zu hoher Hochspannung überprüft und gegebenenfalls durch Reduktion korrigiert wird.

4.3 Räumliche Auflösung

Die Breite eines Strahlflecks wird im PPAC bis auf eine kleine Abweichung korrekt reproduziert. Das Auflösungsvermögen ist bereits durch die PPAC-Streifenbreite

von 1.6 mm limitiert. Eine durch den Detektor verursachte Verbreiterung tritt auf, da sich die Breite der Elektronenlawine bei der Bewegung auf die Nachweisstreifen vergrößert. Das bedeutet für besonders gut fokussierte Strahlen eine größere Abweichung von der tatsächlichen Breite als für ausgedehnte Strahlen. Die zur Bestimmung der räumlichen Auflösung des PPACs aufgenommenen Spektren sind in Abb. 4.3 gezeigt. Die tatsächliche Breite des im vorliegenden Testexperiment gelieferten Strahls wurde mit Blenden in horizontaler sowie vertikaler Richtung bestimmt. Das Auflösungsvermögen ergibt sich daraus, daß an das Strahlprofil, das mit dem PPAC rekonstruiert wurde, eine Gaußfunktion angepaßt und daraus die Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum – FWHM) bestimmt wird. Ein 1 mm breiter Strahl hat eine Halbwertsbreite von 1.93 mm im PPAC, wird also als doppelt so breit abgebildet. Dagegen hat ein breiter Strahl von 8 mm eine Halbwertsbreite von 8.75 mm. Die Verbreiterung beträgt immer etwa 1 mm. Dies fällt bei schmalen Strahlen mehr ins Gewicht als bei breiten.

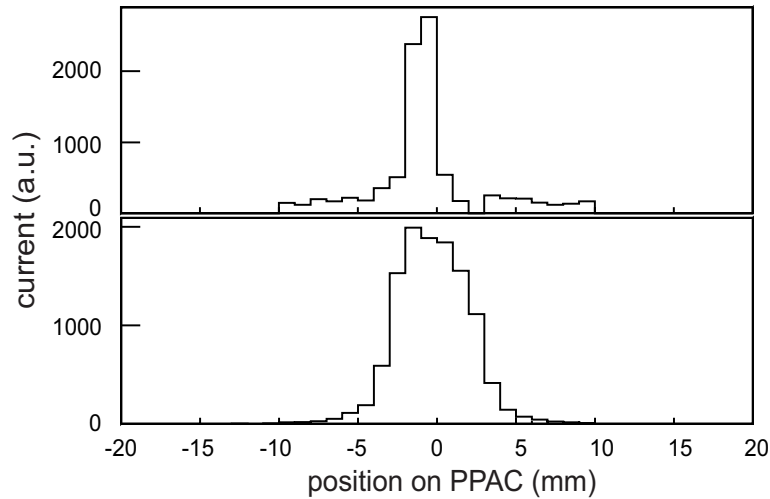


Abb. 4.3: Mit dem PPAC aufgenommene Strahlprofile zur Bestimmung der räumlichen Auflösung des Detektors. Im oberen Bildteil ist ein fokussierter Strahl gezeigt, im unteren ein defokussierter Strahl. Die mit Schlitzen bestimmte tatsächliche Breite von 1 mm (oben) und 8 mm (unten) und die durch einen Fit mit einer Gaußfunktion ermittelte, im PPAC abgebildete Halbwertsbreite des Strahls von 1.9 mm (oben) und 8.8 mm (unten) unterscheiden sich je um etwa 1 mm.

5 Ergebnisse der Reaktionen

$^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ und $^{58}\text{Ni}(^{30}\text{Mg},^{30}\text{Mg})^{58}\text{Ni}$

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Transferreaktionsmessung $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ und der elastischen Streuung des ^{30}Mg -Strahls an einem Nickeltarget, $^{58}\text{Ni}(^{30}\text{Mg},^{30}\text{Mg})^{58}\text{Ni}$ gezeigt. Es wurden Energiespektren der γ -Quanten aus dem sich der Transferreaktion anschließenden Zerfall des $^{31}\text{Mg}^*$ und Winkelverteilungen der leichten Reaktionsprodukte aus der Transferreaktion sowie der elastisch gestreuten ^{30}Mg - und ^{58}Ni -Ionen gemessen. Die Ergebnisse zur Coulombanregung des ^{30}Mg sind Gegenstand von [7], die hierzu aufgenommenen γ -Spektren werden im Rahmen dieser Arbeit nicht gezeigt.

5.1 γ -Spektrum

Das Termschema des Kerns ^{31}Mg ist bis zu Niveaus, die in diesem Experiment identifiziert wurden, in Abb. 5.1 gezeigt. Es wurde experimentell durch Zerfallstudien bis zu Anregungsenergien von etwa 4 MeV in [15] bestimmt.

In Abb. 5.2 ist ein über alle MINIBALL Detektoren summiertes γ -Spektrum gezeigt. Aus dem γ -Rohspektrum werden durch die Betrachtung von γ -Teilchen-Koinzidenzen und mit angewandter Dopplerkorrektur γ -Linien aus dem Zerfall des zu untersuchenden $^{31}\text{Mg}^*$ vom Untergrund getrennt [7]. Die γ -Energie E_γ ergibt sich durch

$$E_\gamma = E'_\gamma \left(1 - \frac{v}{c} \cdot \cos \alpha\right) \quad (5.1)$$

aus der gemessenen γ -Energie E'_γ mit der Lichtgeschwindigkeit c , der Geschwindigkeit v des emittierenden Kerns und dem Winkel α zwischen Bewegungsrichtung des Kerns und Emissionswinkel des γ -Quants. Die Rückstoßgeschwindigkeit beträgt für die Strahlenergie von 2.2 MeV/u etwa 6% der Lichtgeschwindigkeit. Die Dopplerkorrektur ist notwendig, da γ -Quanten aus in Bewegung zerfallenden Kernen unter vielen unterschiedlichen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln α in den MINIBALL-Clustern beobachtet werden. Damit ist die gemessene Energie der

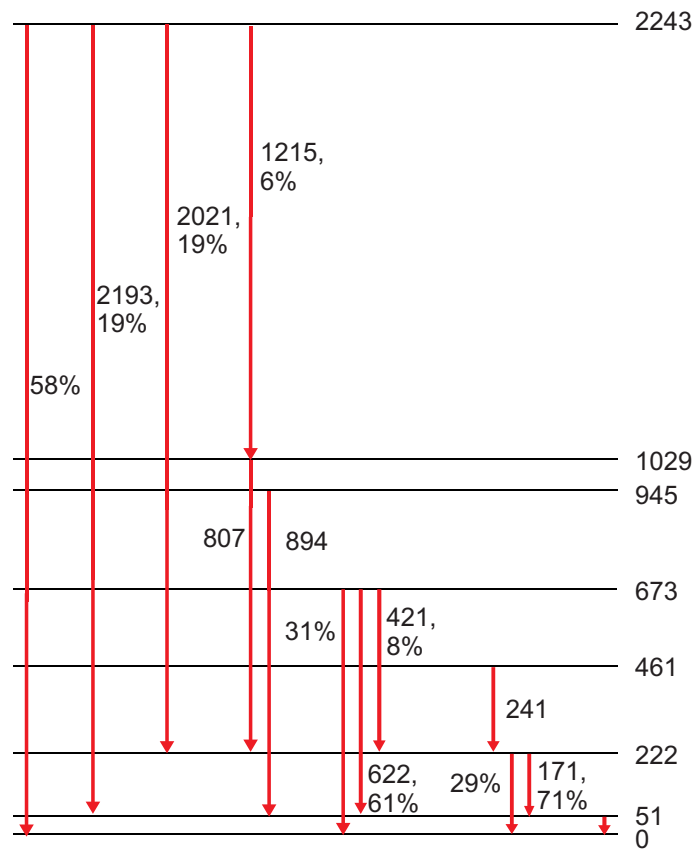


Abb. 5.1: Termschema des ^{31}Mg bis etwa 1 MeV Anregungsenergie [15]. Die Energien der den Zustand entvölkernden γ -Quanten sowie die Verzweigungsverhältnisse sind angegeben.

γ -Quanten im Vergleich zur tatsächlichen Energie zu höheren oder niedrigeren Werten verschoben.

Im γ -Spektrum in Bild (a) sind zwei Linien bei 244 und 444 keV, die aus dem Zerfall des Kerns $^{30}\text{Al}^*$ stammen, und ein breiter Untergrund bei kleinen γ -Energien, der von der Hochfrequenz des REX-Beschleunigers erzeugt wird, zu erkennen. Eine quantitative Abschätzung ergibt, daß der ^{30}Mg -Strahl mit etwa 20% ^{30}Al verunreinigt war. Das im Experimentaufbau gestoppte ^{30}Al macht einen γ -Zerfall, die γ -Quanten werden im MINIBALL-Spektrometer nachgewiesen. Aufgrund der geringen Breite der Zerfallslinien ohne Dopplerkorrektur, kann auf einen Zerfall in Ruhe geschlossen werden.

Das Spektrum in Bild (b) zeigt γ -Quanten, die in Koinzidenz zu einem Teilchen im DSSSD gemessen wurden. Beide γ -Linien aus dem Zerfall des ^{30}Al und eine Linienstruktur im niederenergetischen Bereich des Spektrums, in dem die Linien

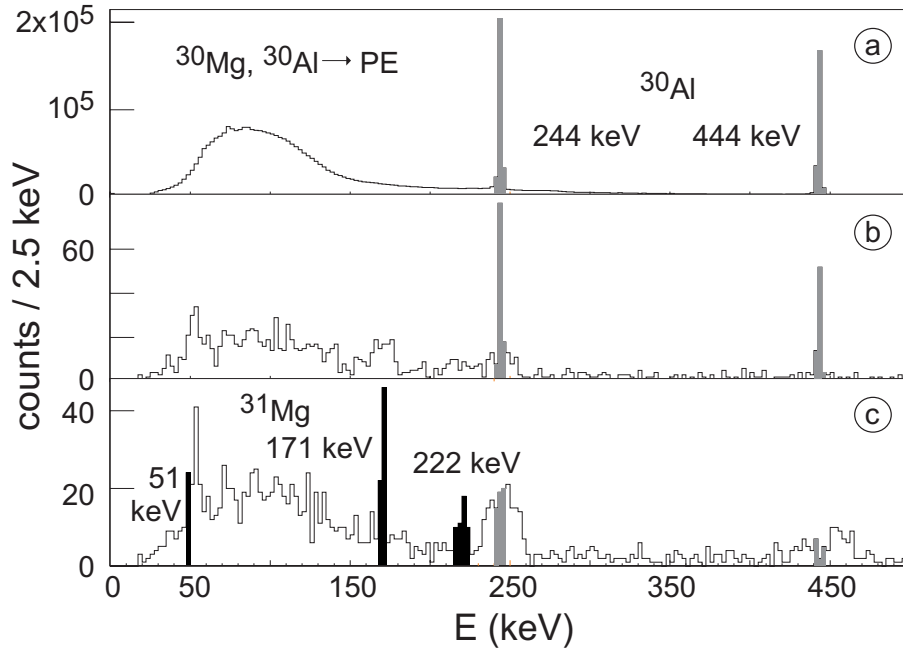


Abb. 5.2: Über alle MINIBALL Detektoren summierte γ -Spektren. In (a) ist ein γ -Spektrum für Reaktionen des ^{30}Mg -Strahls, der Verunreinigungen von ^{30}Al enthält, an dem verwendeten deuterierten Polyethylentarget (PE) gezeigt. Zwei γ -Linien aus dem Zerfall des ^{30}Al (grau unterlegt) und ein breiter niederenergetischer Untergrund, der von der Hochfrequenz des REX-Beschleunigers stammt, sind zu erkennen. Das Spektrum in (b) zeigt γ -Quanten, die in Koinzidenz zu einem Teilchen im DSSSD gemessen wurden. Beide γ -Linien aus dem Zerfall des ^{30}Al und eine Linienstruktur im niederenergetischen Bereich des Spektrums, in dem die Linien aus dem Zerfall des $^{31}\text{Mg}^*$ liegen, sind zu sehen. Das Spektrum in (c) wurde mit der Kinematik der Transferreaktion dopplerkorrigiert, die Halbwertsbreite der beiden γ -Linien aus dem Zerfall des ^{30}Al wird größer. Grau hinterlegt ist der Bereich, den die Linien vor der Dopplerkorrektur abdeckten. Drei γ -Linien aus dem Zerfall des angeregten ^{31}Mg bei 51, 171 und 222 keV (schwarz hervorgehoben) werden durch die Korrektur schmaler und heben sich dadurch vom Untergrund ab.

aus dem Zerfall des $^{31}\text{Mg}^*$ liegen, sind zu sehen.

In Bild (c) wurde die Dopplerkorrektur mit der Kinematik der Transferreaktionen angewandt. Dadurch verschmälern sich Linien aus entsprechenden Zerfällen,

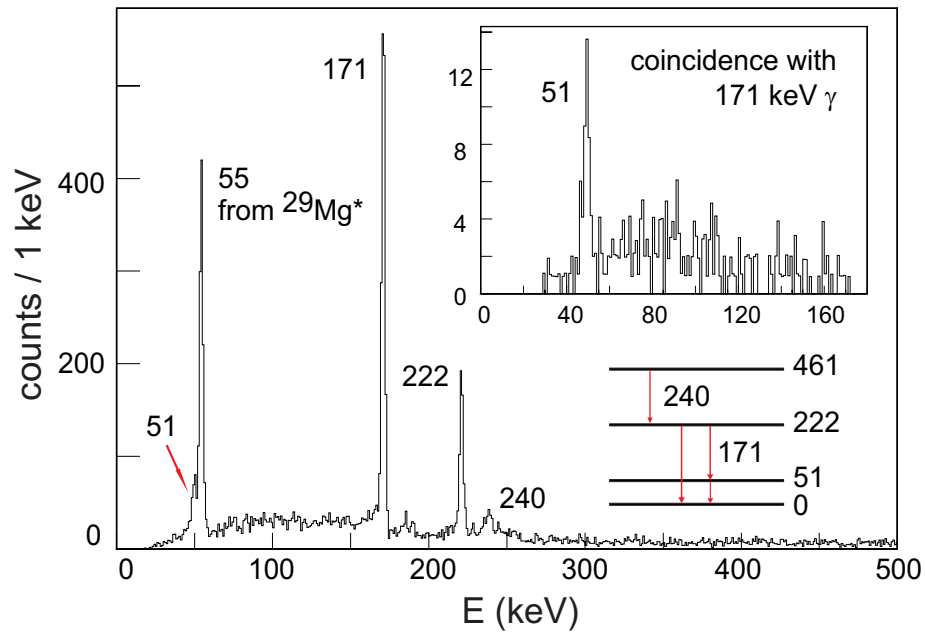


Abb. 5.3: Wird eine zeitliche Koinzidenz zwischen γ -Quant und Teilchen so gewählt, daß prompte von zufälligen Koinzidenzen getrennt werden, ergibt sich nach der Dopplerkorrektur das gezeigte γ -Spektrum aus den Reaktionen des ^{30}Mg mit dem 10 μm dicken, deuterierten Polyethylen-target. Es sind Übergänge aus dem in einer (d,p) Reaktion erzeugten angeregten $^{31}\text{Mg}^*$ Kern (siehe auch Termschema der ersten drei angeregten Zustände) zu sehen, aber auch der erste angeregte Zustand bei 55 keV aus dem in einer (d,t) Reaktion erzeugten Kern $^{29}\text{Mg}^*$. Um den 51 keV Zustand im ^{31}Mg von dem 55 keV Zustand im ^{29}Mg zu trennen, werden die Ereignisse betrachtet, die in Koinzidenz mit dem 171 keV Übergang im ^{31}Mg gemessen wurden. Der erste angeregte Zustand im ^{31}Mg läßt sich vom $^{29}\text{Mg}^*$ Untergrund separieren, wie im vergrößerten Bildausschnitt gezeigt ist.

solche der z.B in Ruhe emittierten γ -Quanten werden breiter. Die Verbreiterung ist deutlich an den γ -Linien aus dem Zerfall des ^{30}Al zu sehen, die in (b) schmalen Linien weisen eine Doppelstruktur zu höheren und niedrigeren Energien auf. Im Vergleich dazu werden γ -Linien aus dem Zerfall des ^{31}Mg bei 51, 171 und 222 keV durch die Korrektur schmäler und heben sich dadurch vom Untergrund ab. Wird eine zeitliche Koinzidenz zwischen γ -Quant und Teilchen so gewählt, daß prompte von zufälligen Koinzidenzen getrennt werden, ergibt sich Abb. 5.3.

Darin sind zum einen die γ -Linien aus dem Zerfall des ^{30}Al verschwunden, zum anderen heben sich die Linie bei 51 keV und eine weitere γ -Linie aus dem Zerfall des ^{31}Mg bei 240 keV deutlich vom Untergrund ab. Die ersten drei angeregten Zustände des ^{31}Mg können identifiziert werden, ebenso die γ -Energien aus dem Zerfall der angeregten Zustände des ^{31}Mg bei 673, 945, 1029 und 2243 keV, allerdings mit geringerer Statistik von weniger als 40 Ereignissen je γ -Übergang.

Neben γ -Quanten aus der betrachteten Reaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ sind auch γ -Quanten aus einem Übergang, der aus einem Neutronenpickup am Target aus der Reaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{t})^{29}\text{Mg}^*$ stammt, im Spektrum zu sehen. Dieser Übergang aus dem angeregten Kern ^{29}Mg bei 55 keV und der Übergang aus dem ersten angeregten Zustand im Kern ^{31}Mg bei 51 keV liegen energetisch so dicht zusammen, daß sie im Spektrum nur schwer voneinander getrennt werden können. Eine $\gamma\gamma$ -Koinzidenz des Übergangs aus dem zweiten angeregten Zustand bei 222 keV in den ersten angeregten Zustand bei 51 keV ($E_\gamma = 171$ keV) und des Übergangs des ersten angeregten Zustands bei 51 keV in den Grundzustand ($E_\gamma = 51$ keV) ergibt eine Trennung der beiden Zustände um die γ -Energie von 50 keV, wie im vergrößerten Bildausschnitt der Abb. 5.3 zu sehen ist.

5.2 Teilchendaten

Im Teilchendetektor wurde im Fall der elastischen Streuung des ^{30}Mg -Strahls an einem Nickeltarget die Energie sowohl der ^{30}Mg -, als auch der ^{58}Ni -Ionen in Abhängigkeit des Streuwinkels θ gemessen. Dies ist in Abb. 5.4 gezeigt. Die gestreuten ^{30}Mg und ^{58}Ni Kerne sind an den entsprechenden Energien zu erkennen. Aus der Breite der Energieverteilung in einem Streuwinkelsegment zwischen 18° und 19° kann die Auflösung des Siliziumdetektors zu etwa 500 keV, bei größeren Streuwinkeln zwischen 50° und 51° zu etwa 1 MeV bestimmt werden. Die Änderung der Auflösung hängt mit dem Energieverlust der Teilchen in einem mit steigendem Streuwinkel länger werdenden Weg innerhalb des Targets zusammen.

Im Fall der Messung an einem deuterierten Polyethylentarget traten neben der Transferreaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ auch andere Reaktionen auf, z.B. elastische

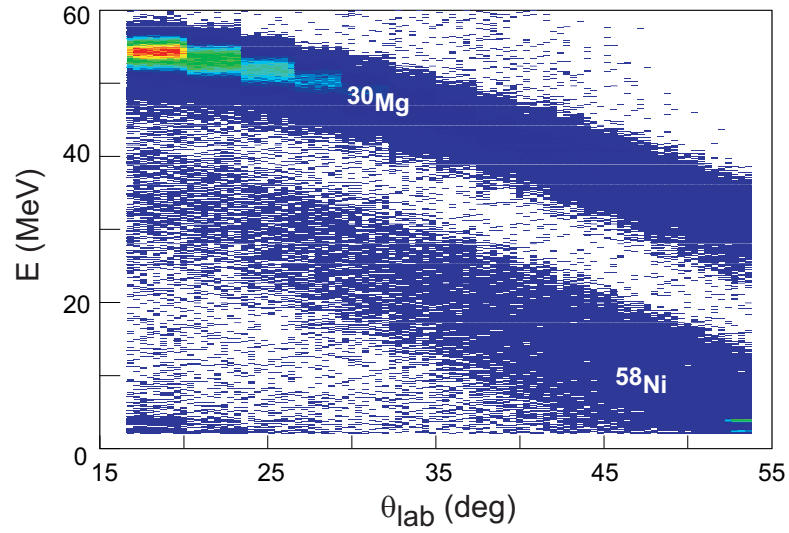


Abb. 5.4: Experimentelle Energieverteilung der Teilchen aus der Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{30}\text{Mg}, ^{30}\text{Mg})^{58}\text{Ni}$ in Abhängigkeit des Streuwinkels. Magnesium und Nickel können anhand der eindeutigen Energiezuweisung voneinander getrennt werden.

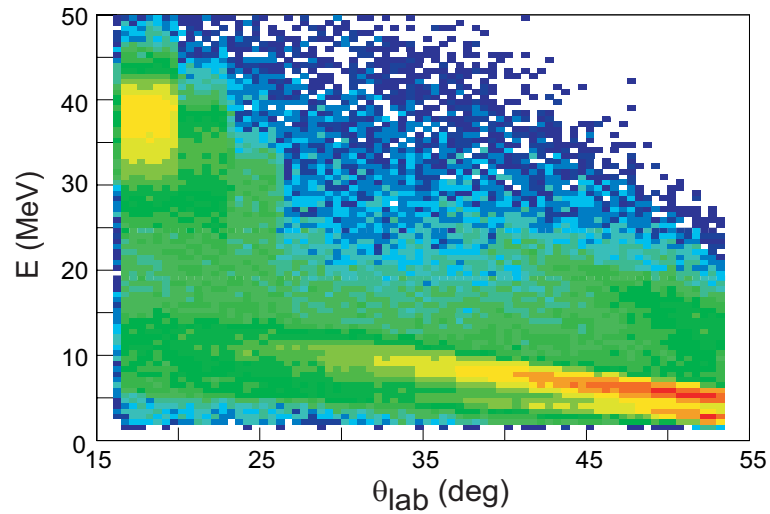


Abb. 5.5: Experimentelle Energieverteilungen der Reaktionsprodukte aus dem Beschuß des deuterierten Polyethylentargets mit einem ^{30}Mg -Strahl in Abhängigkeit des Streuwinkels. Durch den Energieverlust im Target und Strahlfleckbreite auf dem Target sind die Verteilungen energetisch so verbreitert, daß die verschiedenen Teilchenarten nicht klar voneinander getrennt werden können.

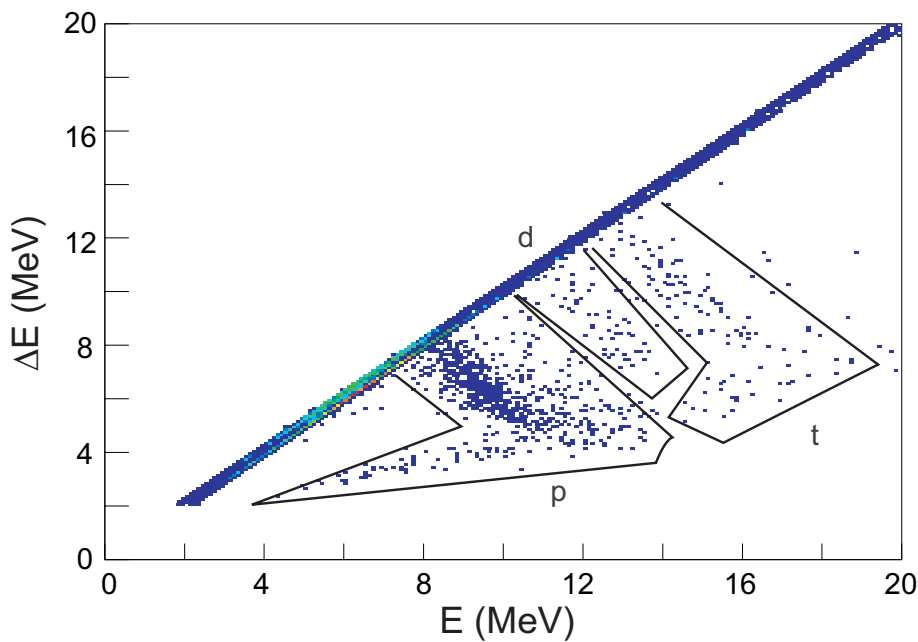


Abb. 5.6: Energieverlustspektrum der koinzident zu einem γ -Quant gemessenen Reaktionsprodukte. Zu sehen sind Protonen aus der Reaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ und Tritonen aus der Reaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{t})^{29}\text{Mg}^*$, aber auch Anteile von Deuteronen und schweren Kernen (Kohlenstoff und ^{30}Mg), deren Energieverlust höher als etwa 13 MeV ist.

Streuung an dem Kohlenstoff, den ^2H -Kernen oder auch Protonen im Target auf. Die Identifikation der verschiedenen Teilchensorten ist daher nicht trivial, wie in Abb. 5.5 dargestellt ist. Durch den Energieverlust im Target und Strahlfleckbreite auf dem Target sind die Verteilungen energetisch so verbreitert, daß die verschiedenen Teilchenarten nicht klar voneinander getrennt werden können.

Ein Energieverlustspektrum der zu den γ -Quanten aus Abb. 5.3 koinzidenten Teilchen ist in Abb. 5.6 gezeigt. Wegen des charakteristischen Energieverlusts verschiedener Teilchen ist ihre Identifikation möglich. Auf der Diagonalen liegen die Teilchen, deren Energieverlust im vorderen Siliziumdetektor so groß war, daß sie darin gestoppt wurden. Eine Identifikation dieser Teilchen ist nicht möglich. Die Teilchen, die nicht im vorderen Detektor gestoppt wurden, konnten aufgrund kleinerer, charakteristischer Energieverluste bei höheren Energien identifiziert werden. Die aus den Linien im γ -Spektrum folgende Annahme, daß es sich bei den im DSSSD nachgewiesenen Teilchen um Protonen und Tritonen handelt, kann somit bestätigt werden. Zusätzlich dazu können Deuteronen, aber auch schwerere

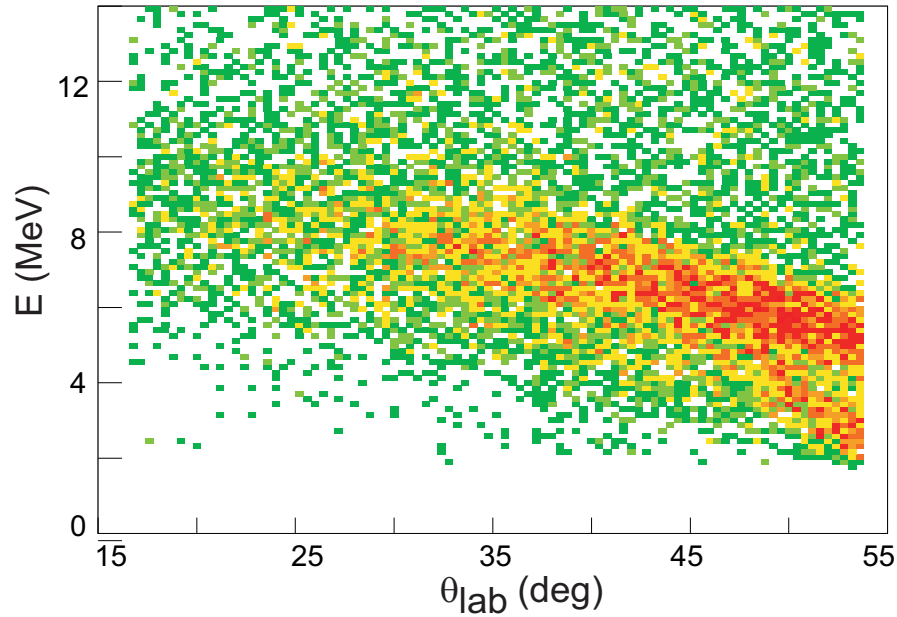


Abb. 5.7: Energieverteilung in Abhängigkeit des Streuwinkels der koinzident zu beliebigen γ -Quanten gemessenen leichten Reaktionsprodukte. Enthalten sind Protonen aus der Reaktion ${}^2\text{H}({}^{30}\text{Mg},\text{p}){}^{31}\text{Mg}^*$ und Tritonen aus der Reaktion ${}^2\text{H}({}^{30}\text{Mg},\text{t}){}^{29}\text{Mg}^*$, aber auch Anteile von Deuteronen und schwereren Kernen.

Kerne (Kohlenstoff und ${}^{30}\text{Mg}$) am Energieverlust, der für diese Kerne höher als etwa 13 MeV ist, identifiziert werden.

Die zum gezeigten Energieverlustspektrum zugehörige Energieverteilung der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels ist in Abb. 5.7 gezeigt. Die Strukturen im Teilchenspektrum sind zwar übersichtlicher als in Abb. 5.5, dennoch ist eine Trennung der Verteilungen von Protonen, Deuteronen und Tritonen nicht möglich.

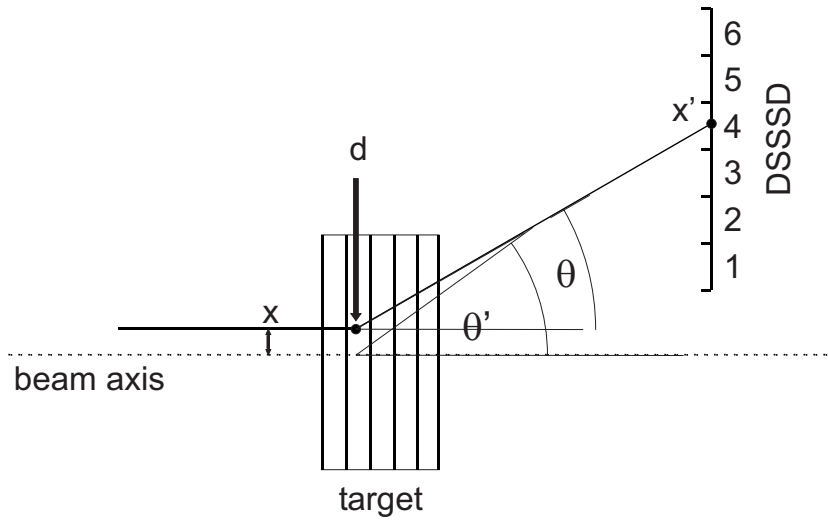
Zur Untersuchung der Eigenschaften angeregter Zustände in ${}^{31}\text{Mg}^*$ ist eine klare Separation der aus der Transferreaktion ${}^2\text{H}({}^{30}\text{Mg},\text{p}){}^{31}\text{Mg}^*$ stammenden Protonenwinkelverteilungen von Winkelverteilungen anderer Reaktionsprodukte notwendig. Im folgenden wird die Erstellung eines Programms zur Simulation der Teilchendaten, die zum besseren Verständnis der Winkelverteilungen führen soll, beschrieben.

6 Monte–Carlo Simulation

Die aufgenommenen Teilchenspektren und vor allem Winkelverteilungen waren zunächst nicht trivial verständlich, da sie von gekoppelten Parametern abhängen. Es zeigte sich, daß

- die in der Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{30}\text{Mg}, ^{30}\text{Mg})^{58}\text{Ni}$ beobachteten Wirkungsquerschnitte der elastisch gestreuten Teilchen über den Streuwinkel des Detektors nicht mit der Rutherford–Streuformel ohne zusätzliche Überlegungen beschrieben werden können, und
- neben der Transferreaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg}, \text{p})^{31}\text{Mg}^*$ zahlreiche andere Reaktionen stattfanden, wodurch eine eindeutige Zuordnung aller Teilchenarten aus der Kinematik nicht möglich war.

Die gemessenen Winkelverteilungen aus elastischer Streuung des ^{30}Mg –Strahls am ^{nat}Ni –Target stimmen nur dann mit den aus der Rutherford–Streuformel berechneten überein, wenn die Annahme, der Strahl sei auf dem Target punktförmig und zentriert, gerechtfertigt ist. Wie bereits im Kap. 3.5.4 in Abb. 3.10 gezeigt wurde, war das in diesem Experiment nicht der Fall. Neben der Strahlausdehnung auf dem Target muß auch die segmentierte Detektorgeometrie in der Rutherford–Streuformel berücksichtigt werden. Die Totstreifen des Detektors zwischen anularen und Sektorstreifen tragen nicht zur aktiven Fläche des Teilchendetektors DSSSD bei, darin gestreute ^{30}Mg werden nicht gezählt, was zu einer Veränderung der Zählrate in Abhängigkeit des Streuwinkels $N(\theta)$ führt. In der konventionellen Analyse, wie sie in Experimenten zur γ –Spektroskopie an Tandembeschleunigern angewandt wird, sind solche Korrekturen aufgrund der hohen Strahlqualität nicht notwendig. In der vorliegenden Analyse mußten sie aber aus den genannten Gründen einbezogen werden. Daher wurde ein Programm geschrieben, das diese Effekte berücksichtigt. Die geometrischen Überlegungen zur erstellten Monte–Carlo–Simulation sind in Abb. 6.1 dargestellt. Es wurden Strahlparameter wie Strahlfleckbreite und -position auf dem Target und die Detektorgeometrie berücksichtigt. Ein Teilchen trifft in einem Abstand von der Symmetrieachse x auf das Target, innerhalb dessen am Reaktionspunkt d eine Streuung unter dem Winkel θ stattfindet. Das Teilchen wird im Punkt x' , hier im Beispiel im anularen Streifen



4, im Teilchendetektor nachgewiesen. Daraus läßt sich der gemessene Streuwinkel θ' rekonstruieren.

6.1 Streuquerschnitt

Die Häufigkeitsverteilung elastisch gestreuter Teilchen über einem Raumwinkelbereich muß der durch die Rutherford-Streuformel, Gl.(6.1), beschriebenen entsprechen

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{ZZ'e^2}{4E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (6.1)$$

Im Fall der vorliegenden Messung sind die geforderten Bedingungen allerdings nicht erfüllt, so daß die Rutherford-Streuformel die experimentellen Daten, wie in Abb. 6.2 dargestellt, mit relativen Differenzen zwischen experimentellen und

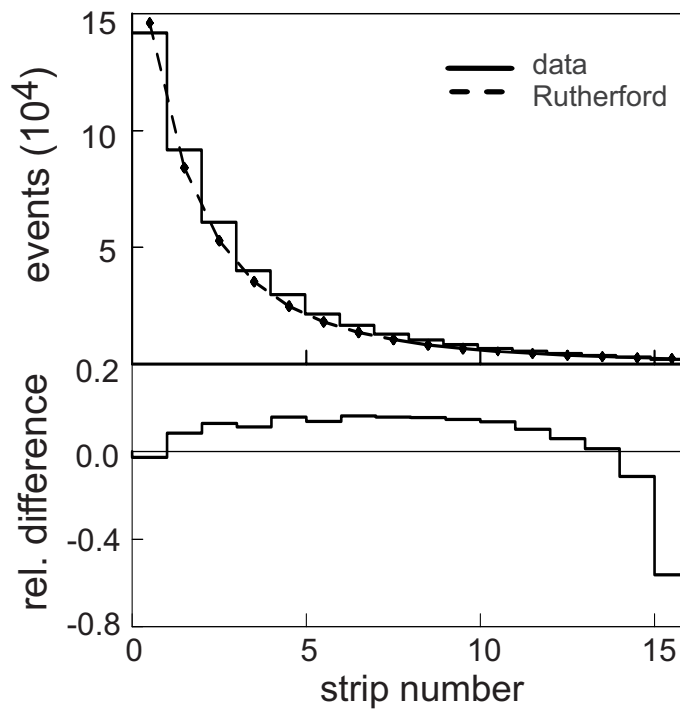


Abb. 6.2: Die experimentelle Häufigkeitsverteilung der an ^{58}Ni gestreuten ^{30}Mg -Ionen in den anularen Detektorstreifen im Vergleich mit der nach Rutherford erwarteten Häufigkeitsverteilung. Kleine Streifennummern entsprechen kleinen Winkeln θ . Die relativen Differenzen zwischen experimentellen und berechneten Zählraten (untere Bildhälfte) beträgt im Mittel etwa 10% und ist damit größer als der statistische Fehler.

gerechneten Winkelverteilungen – also absoluten Differenzen, die auf die Zählrate pro Streifen normiert wurden –, die größer als der statistische Fehler sind, beschreibt.

Die Simulation beinhaltet daher die Generierung einer gaußförmigen Intensitätsverteilung des Strahls auf dem Target. Seine Position, Größe und Breite können als Parameter vorgegeben werden. Ein Beispiel eines so generierten Strahlflecks ist in Abb. 6.3 dargestellt. Die nicht-dispersiv auf das Target auftreffenden Ionen werden unter einem der Rutherford-Streuformel genügenden, zufällig generierten Winkel am Target gestreut und treffen auf den Teilchendetektor, dessen Abstand von wenigen cm aufgrund der engen Geometrie in der Targetkammer nur mit großer Unsicherheit bestimmt werden konnte. Daher ist auch diese Größe in der Simulation einer der variablen Parameter. Ausgehend von den Vorgaben der Rutherford-Streuformel ergibt sich eine simulierte Häufigkeitsverteilung in den

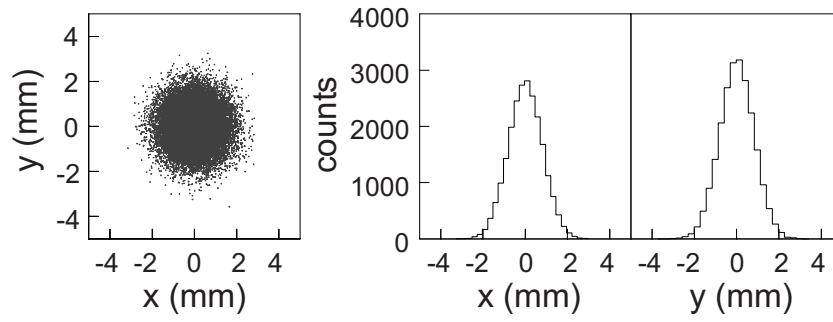


Abb. 6.3: Zweidimensionales Bild des generierten Strahlflecks sowie Projektionen auf die horizontale und vertikale Ebene. Der Strahlfleck hat eine gaußförmige Intensitätsverteilung.

anularen Streifen des Teilchendetektors

$$\frac{N(^{30}\text{Mg})}{d\Omega} \sim \frac{\sin \theta}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (6.2)$$

Für ein Strahlfleckdurchmesser von 8 mm, einer Strahlfleckbreite σ von 0.85 mm, einer zentralen Position des Strahls auf dem Target und einem Target–Detektor–Abstand von 30.1 mm beschreibt die in der Simulation berechnete Winkelverteilung unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie nun die Daten mit relativen Differenzen zwischen simulierten und experimentellen Werten, die in der Größenordnung der statistische Fehler sind. Die Parameter der Simulation sind in Tab. 6.1 zusammengefaßt. Aufgrund des kleinen statistischen Fehlers bei hohen

Tab. 6.1: Parameter und Werte der Simulation zur Berechnung der Winkelverteilungen in elastischer Streuung. Die angegebenen Werte gelten für die Berechnung, in der die relativen Differenzen der simulierten und experimentellen Winkelverteilung in der Größenordnung des statistischen Fehlers liegen.

Parameter	Wert
Strahlfleckdurchmesser	8 mm
σ des Strahlflecks	0.8 mm
Strahlfleckposition	zentriert
Abstand Target – Detektor	30.1 mm

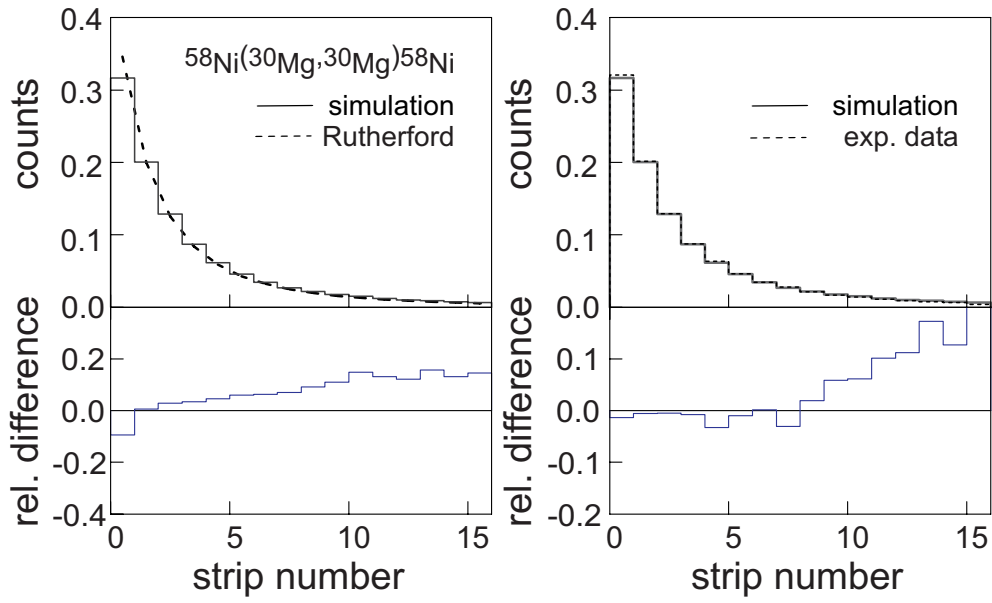


Abb. 6.4: Im linken Teil des Bildes ist der Vergleich der in der Simulation berechneten Winkelverteilung (Histogramm) mit der nach der Rutherford-Streufelmeil berechneten (gestrichelte Linie) für die an ^{58}Ni gestreuten ^{30}Mg -Ionen, im unteren Teil die dazugehörigen relativen Differenzen je Streifen gezeigt. Die Zählraten wurden auf 1 normiert. Im rechten Bildteil ist die simulierte (durchgezogene Linie) mit der experimentellen Winkelverteilung (gestrichelte Linie) und ebenfalls die entsprechenden relativen Differenzen je Streifen dargestellt. Die relativen Differenzen der simulierten und experimentellen Winkelverteilung liegen in der Größenordnung des statistischen Fehlers.

Zählraten wurde die Anpassung der Simulation an die Daten besonders für kleine Streifennummern, also bei kleinen Winkeln θ durchgeführt. Im rechten Teil der Abb. 6.4 ist der Vergleich der Simulation mit den experimentellen Daten gezeigt.

6.2 Kinematik

In einem weiteren Schritt in der Entwicklung der Monte-Carlo-Simulation wurde die Rekonstruktion der Kinematik verschiedener Reaktionen implementiert. In den Teilchenverteilungen aus den Meßreihen zur Coulombanregung ist die Zuord-

nung trivial. Wie in Abb. 5.4 gezeigt, sind die gestreuten ^{30}Mg , bzw. ^{58}Ni Kerne an den entsprechenden Energien zu erkennen. Die Simulation der Kinematik dieser Reaktion, die als guter Test für die Gültigkeit weiterer Simulationen komplexerer Reaktionen dient, ist in Abb. 6.5 gezeigt. Der Energieverlust der unterschiedlichen Teilchen beim Durchgang durch das Target wird in der vorliegenden Simulation ebenso reproduziert. Die Strahlenergie wird zufällig aus einer den experimentellen Bedingungen entsprechenden Gaußverteilung mit einer Breite von 2 MeV um die eingestellte Strahlenergie von 66 MeV zugewiesen. Dieser Wert entspricht einer Energieunschärfe von etwa $\pm 3\%$. Der Reaktionspunkt innerhalb der Targetdicke wird zufällig gewählt. Eine Tabelle, die mit dem zur Berechnung des Energieverlusts genutzten Programm ELOSS [52] erstellt wurde, und die Anfangsenergien, Targetdicken und die dazu entsprechenden Endenergien nach Energieverlust des ^{30}Mg -Strahls bis zu dem gewählten Reaktionspunkt enthält, wird vom Programm eingelesen und die Energie für die weitere Berechnung ermittelt. Der Energieverlust wird nach der Bethe-Bloch-Formel [53] berechnet. Die Schrittweite für die Eingangsenergie beträgt 100 keV, das Target wird im Rahmen des Programms in 0.25 bis 0.50 μm dicke Scheiben aufgeteilt. Das Programm vergleicht die gewähl-

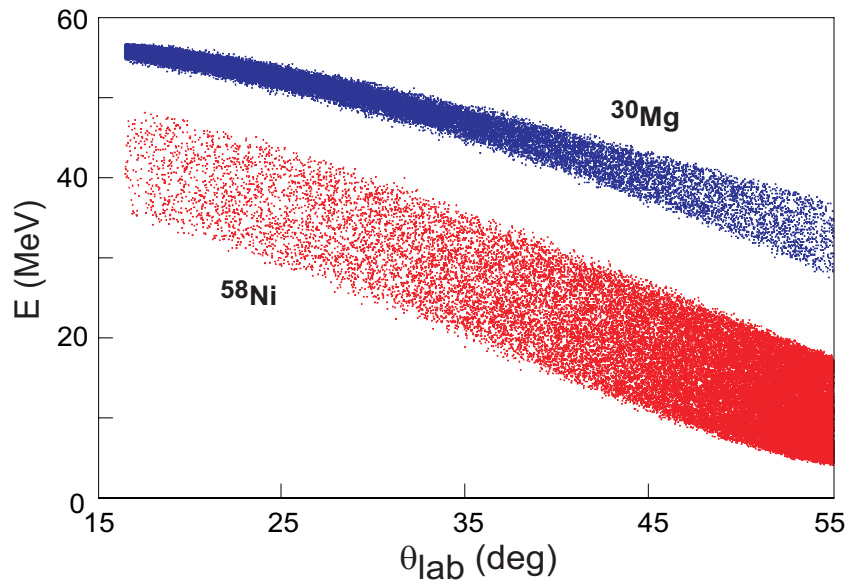


Abb. 6.5: Simulation der Teilchenverteilung der Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{30}\text{Mg}, ^{30}\text{Mg})^{58}\text{Ni}$.

Die in der Simulation berechneten Energieverteilungen der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels ist in Einklang mit den experimentellen Daten.

ten Parameter für jedes Event mit dieser Tabelle und erhält bei Übereinstimmung die Restenergie, die in die Berechnung der Reaktion eingeht. Der Energieverlust der Reaktionsprodukte hängt von den ermittelten Teilchenenergien im Laborsystem nach der Reaktion und dem Restweg des Teilchens durch das Target bis zum Austritt ab. Dieser Restweg läßt sich über den vom Programm zufällig zugewiesenen Streuwinkel der leichten Reaktionsprodukte berechnen. Nach Einlesen einer zweiten Tabelle werden aufgrund der gegebenen Energien der Reaktionsprodukte und Restwege die Restenergien der Teilchen nach Austritt aus dem Target bestimmt, die den simulierten Endenergien im Detektor entsprechen.

Die Identifikation der verschiedenen Teilchensorten ist für die Transferreaktion ${}^2\text{H}({}^{30}\text{Mg},\text{p}){}^{31}\text{Mg}^*$ nicht trivial, wie in Abb. 5.5 dargestellt. Es ist daher notwendig, die Kinematiken der gemessenen Reaktionen einzeln zu berechnen und anschließend zu überlagern, um das beobachtete Gesamtbild zu verstehen und die Teilchenäste zu rekonstruieren. Wie im Fall der Simulation der Häufigkeitsverteilungen für elastisch gestreute Teilchen wird der Emissionswinkel des im Teilchendetektor nachgewiesenen Teilchens zufällig zugewiesen. Bei Transferreaktionen ist das im allgemeinen das aus dem Transfer eines Neutrons aus einem Deuteron übrigbleibende Proton. Mit der Information der ${}^{30}\text{Mg}$ -Strahlenergie und dem zugewiesenen Emissionswinkel des Protons lassen sich der Winkel des entstandenen ${}^{31}\text{Mg}$ und die Energien der beiden Reaktionsprodukte ${}^{31}\text{Mg}$ und p berechnen. Hierzu werden im Simulationsprogramm die in [54] gezeigten Überlegungen zur Kinematik verwendet. Die Winkel, unter denen die Reaktionsprodukte nach der Reaktion das Target verlassen, werden abschließend mit der Strahlfleckausdehnung korrigiert, woraus sich die Auflösung des Teilchendetektors aus den Strahlparametern ergibt. Die simulierte Auflösung stimmt mit der gemessenen überein und beträgt aufgrund der Strahlqualität am Target etwa 500 keV.

Eine solche Kinematiksimulation kann für verschiedene Reaktionen durchgeführt werden. Neben der Transferreaktion ${}^2\text{H}({}^{30}\text{Mg},\text{p}){}^{31}\text{Mg}^*$, die hier von Interesse ist, fanden im Experiment auch verschiedene andere Reaktionen statt, z.B. die elastische Streuung des ${}^{30}\text{Mg}$ an Deuteronen, Protonen und dem Kohlenstoff im deuterierten Polyethylen-Target, d.h. ${}^2\text{H}({}^{30}\text{Mg},{}^{30}\text{Mg}){}^2\text{H}$, ${}^1\text{H}({}^{30}\text{Mg},{}^{30}\text{Mg}){}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}({}^{30}\text{Mg},{}^{30}\text{Mg}){}^{12}\text{C}$. Es fand ebenso die Neutronenpickupreaktion ${}^2\text{H}({}^{30}\text{Mg},\text{t}){}^{29}\text{Mg}^*$ am Target statt, wie an der zu der Reaktion entsprechenden Linie im gemessenen

γ -Spektrum (siehe Abb. 5.3) ersichtlich wird. Das Spektrum wurde in Koinzidenz mit den leichten im Teilchendetektor nachgewiesenen Reaktionsprodukten aufgenommen. Im Energieverlustspektrum sind Protonen, Deuteronen und Tritonen eindeutig zu identifizieren, siehe Abb. 5.6. Zum Vergleich mit der gemessenen Teilchenverteilung (Abb. 5.5) ist eine simulierte, aus einzelnen Reaktionen überlagerte Teilchenverteilung in Abb. 6.6 gezeigt. Die Strukturen sind in beiden Bildern gleich, die Simulation kann die Messung in der Form der Strukturen mit hoher Übereinstimmung reproduzieren, wenn auch die Intensitätsverteilung abweicht. Dies hängt damit zusammen, daß die Intensitätsverteilungen für die Transferreaktionen unbekannt sind.

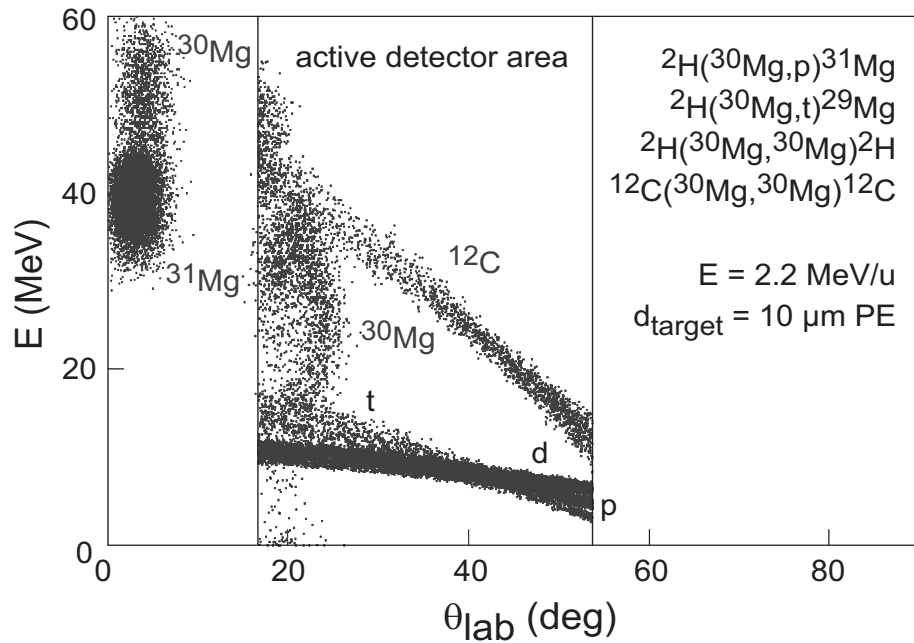


Abb. 6.6: Simulierte Energieverteilungen der Reaktionsprodukte aus dem Beschuß des deuterierten Polyethylentargets mit einem ^{30}Mg -Strahl in Abhängigkeit des Streuwinkels. Im Bereich des Streuwinkels, den der Teilchendetektor abdeckte, zwischen etwa 15° und 55° ist die Überlagerung der Energieverteilungen der Reaktionsprodukte verschiedener Rechnungen in Abhängigkeit des Streuwinkels gezeigt, deren Struktur mit den experimentellen Daten in Einklang ist.

7 Diskussion der Ergebnisse

7.1 Angeregte Zustände in ^{31}Mg

Über den Kern ^{31}Mg ist bislang außer der Energie der angeregten Zustände wenig bekannt. Spin und Parität konnten bislang in ^{31}Mg nur für den Grundzustand mit $\frac{1}{2}^+$ zugeordnet werden [16]. Eine zentrale Fragestellung, die in dieser Arbeit beantwortet wird, ist die nach der Selektivität der Transferreaktionen auf angeregte Zustände in ^{31}Mg sowie die Anwendbarkeit der hier dargestellten experimentellen Methode für spektroskopische Untersuchungen konkreter Zustände in anderen Kernen.

Zur Bestimmung der Einteilchen-Zustände wurden die Winkelverteilungen der Protonen aus der Transferreaktion in einen angeregten Zustand des ^{31}Mg untersucht. Daher wurden in der Analyse nur koinzidente Ereignisse von einem Teilchen im Siliziumdetektor (DSSSD) mit einem γ -Quant im MINIBALL-Spektrometer betrachtet. Damit wird die Selektion der Teilchendaten erreicht, die aus einer Reaktion in einen angeregten Zustand des ^{31}Mg stammen.

Die Vorgehensweise zur Extraktion der charakteristischen Winkelverteilungen soll am Beispiel des zweiten angeregten Zustands in ^{31}Mg bei 222 keV exemplarisch skizziert werden.

Bei dem Zerfall des zweiten angeregten Zustands werden γ -Quanten der Energien 171 und 222 keV emittiert. Dies geschieht zum einen über den Zerfall in den ersten angeregten Zustand ($E_\gamma = 171$ keV), zum anderen durch den Übergang in den Grundzustand ($E_\gamma = 222$ keV). Zu diesen γ -Quanten koinzidente Teilchen werden betrachtet. Das Energieverlustspektrum der zu Ereignissen aus diesen beiden γ -Linien koinzidenten Teilchen beinhaltet jedoch nicht nur Teilchen, die den charakteristischen Energieverlust von Protonen zeigen, siehe Abb. 7.1 oben links. Die entsprechende Energieverteilung der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels (oben rechts im Bild) besteht also nicht nur aus Protonen aus der Transferreaktion in diesen Zustand, sondern auch aus anderen Ereignissen. Daher werden im Energieverlustspektrum die Ereignisse selektiert, deren Energieverlust mit dem von Protonen erwarteten übereinstimmt (unten links im Bild). Teilchen mit höherem Energieverlust werden verworfen. Die zum korrigierten Energieverlustspektrum

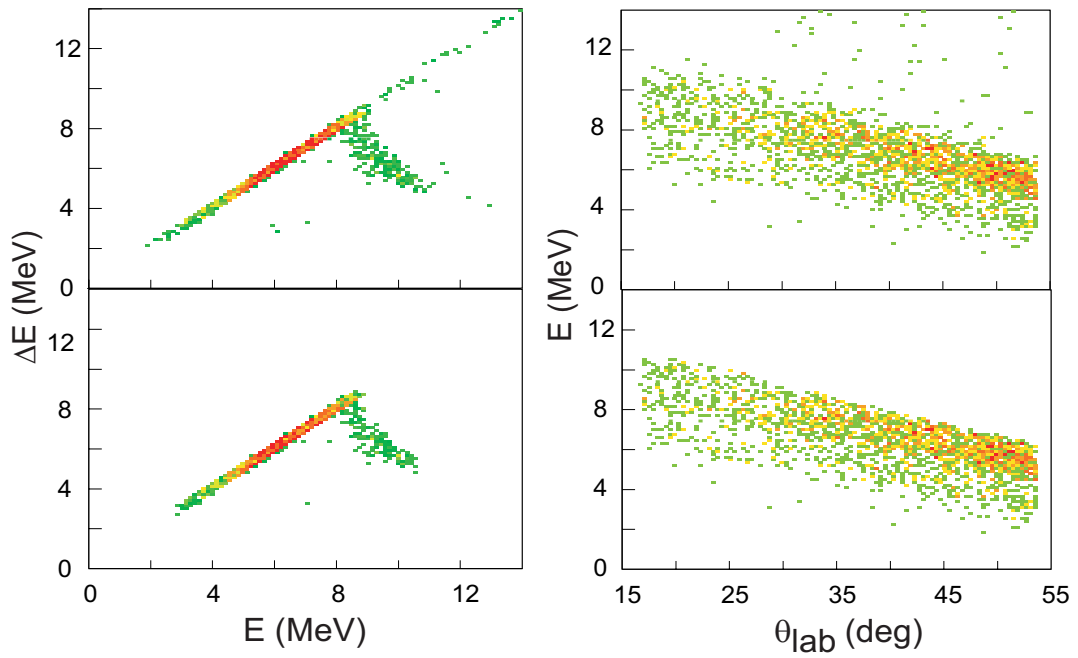


Abb. 7.1: Energieverlustspektrum (links) und die dazu gehörige Energieverteilung der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels (rechts), die in Koinzidenz mit entweder dem 171 keV oder dem 222 keV γ -Übergang aus dem zweiten angeregten Zustand in ^{31}Mg bei 222 keV detektiert wurden. Mit Hilfe des Energieverlustspektrums werden Protonen selektiert, indem Teilchen mit höherem Energieverlust verworfen werden (unten). Die resultierende Energieverteilung der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels (rechts unten) wird nach einer weiteren Korrektur bezüglich Beiträgen niederenergetischen Untergrunds aus anderen Reaktionskanälen analysiert.

entsprechende Energieverteilung der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels ist unten rechts in Abb. 7.1 gezeigt.

Ein Untergrund niederenergetischer Teilchen, die im vorderen Detektor gestoppt werden, kann mit dieser Methode allerdings nicht von niederenergetischen Protonen separiert werden. Deswegen wird eine zusätzliche Korrektur des Untergrunds mit Hilfe des γ -Spektrums vorgenommen. Die relevanten Übergangslinien liegen hier auf einem kontinuierlichen Untergrund, der zu beliebigen Teilchen koinzident ist.

Zur weiteren Untergrundkorrektur wird daher das beschriebene Verfahren für Teilchen, die zu einem γ -Quant koinzident sind, das zum Untergrund im γ -

Spektrum in Abb. 5.3 gehört, durchgeführt. Die sich daraus ergebende Energieverteilung der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels, die aus Teilchen aus anderen Reaktionen besteht, wird von der Energieverteilung der relevanten Ereignisse in Abhängigkeit des Streuwinkels (unten rechts in Abb. 7.1) subtrahiert. Die aus dieser Korrektur resultierende Energieverteilung der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels enthält somit nur noch Protonen aus Transferreaktionen. Die durch Abzug des Untergrunds erhaltene Energieverteilung der Teilchen in Abhängigkeit des Streuwinkels und das entsprechende Energieverlustspektrum sind den in Abb. 7.1 gezeigten sehr ähnlich. Aus ihnen wird die Winkelverteilung für den zweiten angeregten Zustand extrahiert.

7.2 Winkelverteilung

Aus den gemessenen Protonenintensitäten pro anularem Detektorstreifen werden Winkelverteilungen der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$ für die Population jedes Zustands durch den Neutronentransfer extrahiert. Sie werden auf den Anteil aus Population durch die energetisch höher liegenden Zustände korrigiert. In der Winkelverteilung des zweiten angeregten Zustands beispielsweise ist die Winkelverteilung des dritten angeregten Zustands komplett enthalten, denn der dritte angeregte Zustand bei 461 keV populierte zu 100% den zweiten angeregten Zustand bei 222 keV, siehe auch das Termschema in Abb. 5.1. Mit dieser und weiteren Korrekturen aus Populationen durch die energetisch höher liegenden Zustände ergibt sich die Winkelverteilung des zweiten angeregten Zustands bei 222 keV im Schwerpunktsystem, die im Folgenden detailliert untersucht wird.

Die Winkelverteilungen des ersten angeregten Zustands bei 51 keV und des dritten angeregten Zustands bei 461 keV konnten aufgrund ihrer Population durch energetisch höher liegenden Zustände und ihrer langen Halbwertszeit [55] nicht ausgewertet werden.

Wie bereits in Kap. 3.2 gezeigt, wurde aufgrund der beschriebenen Geometrie des Experiments die Messung der Protonen unter Rückwärtswinkeln durchgeführt. Aus der Winkelverteilung lassen sich aus dem Drehimpuls des übertragenen Teilchens sowohl – innerhalb gewisser Grenzen – Rückschlüsse auf Spin und Parität

sowie den spektroskopischen Faktor des betrachteten Zustands in ^{31}Mg durch Vergleich der experimentellen Daten mit DWBA-Rechnungen ermitteln. In der Analyse der Transferreaktion wurden zwei verschiedene optische Potentiale für Deuteronen verwendet, die ursprünglich für einen anderen Massenbereich – Kerne um ^9Li – bestimmt wurden [11]. Sie wurden im Fall neutronenreicher instabiler Kerne aus den Potentialen ermittelt, die aus Daten zur elastischen Deuteronenstreuung an stabilen Kernen extrahiert wurden [56, 57]. Die auf den Rutherford-Wirkungsquerschnitt normierten Winkelverteilungen der elastischen Deuteronenstreuung sind für die beiden optischen Potentiale in Abb. 7.2 gezeigt. Bei kleinen Winkeln stimmen sie gut miteinander überein, Diskrepanzen treten nur bei großen Winkeln auf. Somit wird der Transfer eines Nukleons, der bevorzugt bei großen Stoßparametern, d.h. kleinen Streuwinkeln, abläuft, mit beiden Potentialenansätzen beschrieben. Die Parameter der beiden optischen Potentiale sind in Tab. 7.1 aufgeführt. Für die Protonen wurde das optische Potential aus [58] verwendet.

Mit diesen Potentialansätzen wurden Winkelverteilungen für Übergänge in einen $2s_{1/2}$, einen $2p_{3/2}$ und einen $1d_{3/2}$ Zustand berechnet und mit den experimentellen

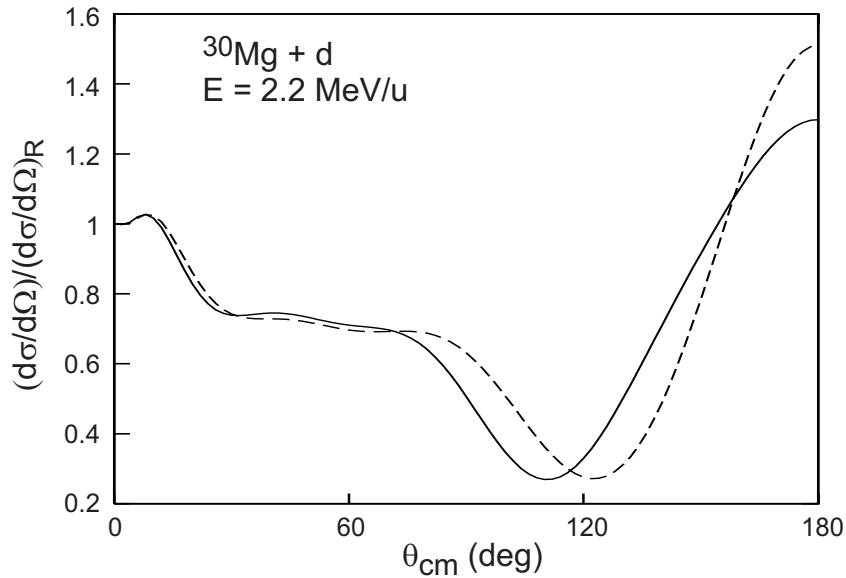


Abb. 7.2: Für die beiden optischen Potentiale OP1 (durchgezogene Linie) und OP2 (gestrichelte Linie), die in den DWBA-Rechnungen [59] verwendet wurden, ermittelte elastische Winkelverteilungen, die auf den Rutherford-Wirkungsquerschnitt normiert sind.

Tab. 7.1: Parameter der optischen Potentiale OP1 und OP2 für Deuteronen, die für die Reaktion $d + {}^{30}\text{Mg}$ bei einer Strahlenergie von 2.2 MeV/u verwendet wurden. Die Potentialtiefen U_0 und W_0 , die Radien r_{r0} und r_{i0} aus $r = r_0 \cdot \sqrt[3]{A}$ sowie die Diffuseness-Parameter a_r und a_i sind für Real- und Imaginärteil angegeben.

Set	U_0 (MeV)	r_{r0} (fm)	a_r (fm)	W_0 (MeV)	r_{i0} (fm)	a_i (fm)
OP1	-105.0	1.20	0.65	12.4	1.20	0.65
OP2	-134.0	1.00	0.65	12.0	1.00	0.70

Daten für den zweiten angeregten Zustand in ${}^{31}\text{Mg}$ in Abb. 7.3 verglichen. Die Daten werden mit beiden Potentialansätzen am besten durch die Winkelverteilung aus DWBA-Rechnungen für einen $2p_{3/2}$ Zustand, jedoch nicht für einen $2s_{1/2}$ oder $1d_{3/2}$ Zustand beschrieben. Daraus ergibt sich die Spin-Parität-Zuweisung J^π von $\frac{3}{2}^-$ für den zweiten angeregten Zustand bei 222 keV. Der experimentelle Wirkungsquerschnitt beträgt 104 mb/sr und liegt damit, wie aus theoretischen Überlegungen erwartet [25], hoch.

Durch Vergleich des experimentellen Wirkungsquerschnitts $(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{l_j}$ für den Übergang in ein bestimmtes Endniveau bei Drehimpulsübertrag l_j mit dem Wirkungsquerschnitt aus entsprechenden DWBA-Rechnungen $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{DWBA}^{l_j}$, können Betragsunterschiede in einem Faktor S^{l_j} , dem spektroskopischen Faktor, zusammengefaßt werden. Er enthält die Wellenfunktionen von Anfangs- und Endkern und kann als experimentelle Größe durch Gl.(7.1)

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{l_j} = S^{l_j} \cdot (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{DWBA}^{l_j} \quad (7.1)$$

bestimmt werden. Der spektroskopische Faktor S kann unter bestimmten Modellannahmen auch theoretisch berechnet und mit dem experimentellen Wert verglichen werden. Die experimentelle Bestimmung von spektroskopischen Faktoren ist somit ein wichtiges Hilfsmittel zur Prüfung von Kernmodellen.

Aus den zwei verschiedenen verwendeten optischen Potentialen lassen sich zwei Werte für den experimentellen spektroskopischen Faktor S für den zweiten angeregten Zustand ableiten: Aus der Anpassung der DWBA-Rechnung mit dem

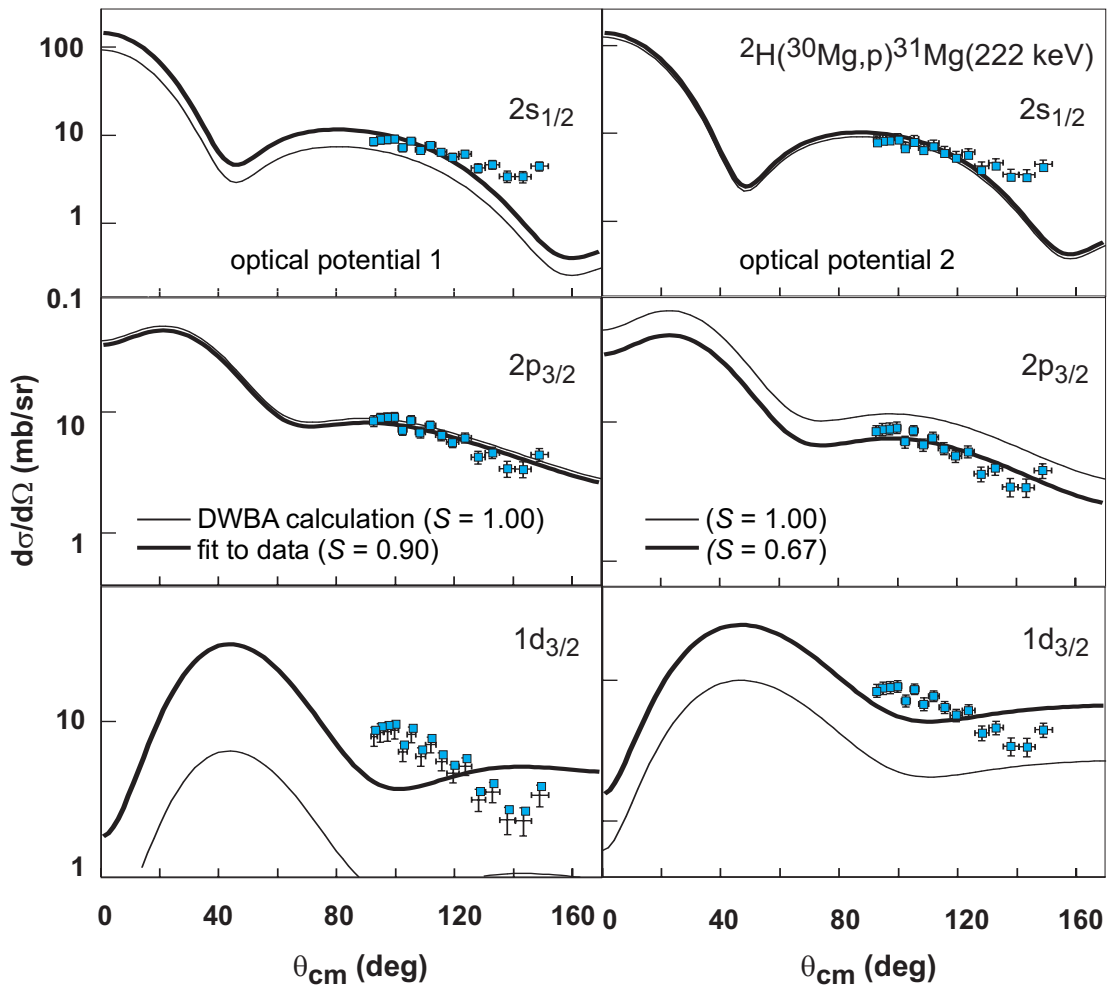


Abb. 7.3: Anpassung (dicke Linien) der Winkelverteilungen aus DWBA-Rechnungen mit $S = 1$ (dünne Linien) zum Übergang in einen $2s_{1/2}$, $2p_{3/2}$ und $1d_{3/2}$ Zustand an die Daten (Quadrate) für den zweiten angeregten Zustand in ^{31}Mg bei 222 keV. Die Daten werden durch die Winkelverteilung aus DWBA-Rechnungen am besten für einen $2p_{3/2}$ Zustand, jedoch nicht für einen $2s_{1/2}$ oder $1d_{3/2}$ Zustand beschrieben. Die Anpassungen der Rechnungen an die Daten ergeben zwei Werte (optisches Potential 1, linke Bildhälfte, und optisches Potential 2, rechte Bildhälfte) für den experimentellen spektroskopischen Faktor S , die in Tab. 7.2 angegeben sind.

optischen Potential 1 an die experimentellen Daten ergibt sich $S = 0.90$, aus der Anpassung mit dem optischen Potential 2 ergibt sich $S = 0.67$. Der in beiden Fällen hohe spektroskopische Faktor bedeutet, daß der beträchtliche Wirkungs-

querschnitt für den zweiten angeregten Zustand durch die DWBA-Rechnung entsprechend gut beschrieben wird. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß aufgrund von Strahlintensitätsschwankungen während der Messungen eine Unsicherheit im gesamt gemessenen Wirkungsquerschnitt von etwa 30% vorliegt. Die Strahlintensität wurde aus kurzen Messungen abgeschätzt, dadurch bleiben Langzeitfluktuationen unberücksichtigt.

Eine abschließende Zusammenfassung der für Grundzustand [16] und den zweiten angeregten Zustand in ^{31}Mg ermittelten Spin- und Paritätszuordnungen und spektroskopischen Faktoren S ist in Tab. 7.2 aufgeführt.

Tab. 7.2: Gemessener differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, zugeordnete Spins und Paritäten J^π und experimentelle spektroskopische Faktoren S aus den beiden optischen Potentialen für den Grundzustand und den zweiten angeregten Zustand des Kerns ^{31}Mg .

Anregungsenergie (keV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)	J^π	S
0	-	$\frac{1}{2}^+$	-
222	104	$\frac{3}{2}^-$	0.90 / 0.67

7.3 Abschätzung von Compoundkernbeiträgen zum Wirkungsquerschnitt

Die Fusion von Strahlteilchen und Target zu einem Compoundkern und die anschließende Verdampfung von leichten geladenen Teilchen bildet einen zu Transferreaktionen konkurrierenden Reaktionskanal. Ein Beitrag aus Compoundkernbildung würde die gezeigten Ergebnisse möglicherweise modifizieren. Deswegen wird in diesem Kapitel der Compoundbeitrag zum Wirkungsquerschnitt abgeschätzt.

Eine hohe Selektivität der Transferreaktionen bezüglich der Besetzung von Einteilchen-Zuständen wurde unter der Voraussetzung der experimentellen Bedingun-

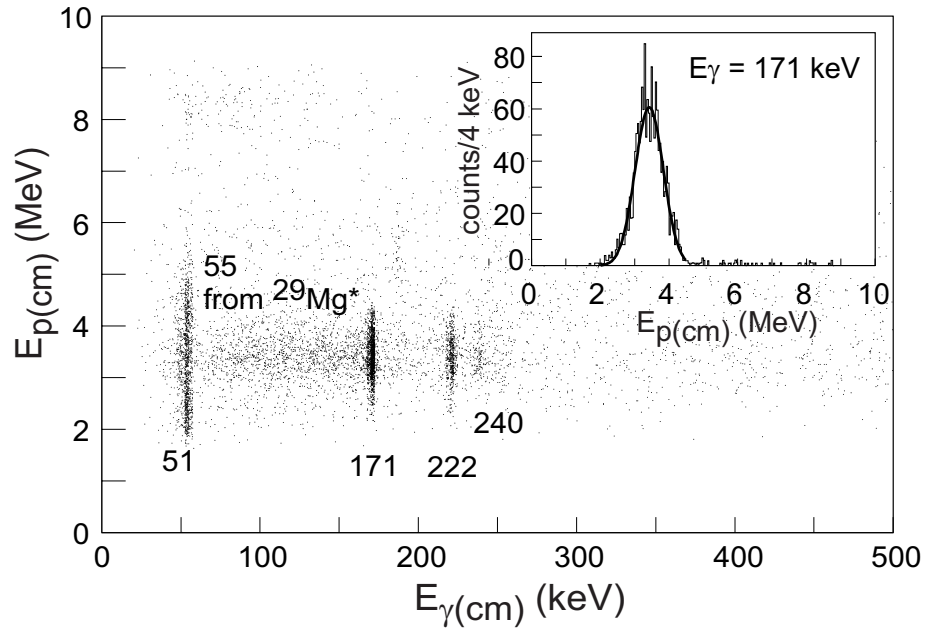


Abb. 7.4: Teilchenenergie in Anhängigkeit der γ -Energie koinzidenter Ereignisse. Protonen aus der Transferreaktion in die ersten drei angeregten Zustände des ^{31}Mg bei den entsprechenden γ -Energien 51 keV, 171 keV, 222 keV und 240 keV sind zu sehen. Im kleinen Bildausschnitt ist die Energieverteilung der Protonen, die zum 171 keV Übergang koinzident gemessen wurden, gezeigt. Daran wurde eine Gaußfunktion angepaßt, deren Breite die Auflösung des Detektors wiedergibt. Die breitere Verteilung der Teilchenenergien bei einer γ -Energie von 55 keV wird Tritonen aus der Neutronenpickup-Reaktion am Target zugeordnet.

gen, wie sie bei MINIBALL umgesetzt wurden, bereits in [25] vorhergesagt. In den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Spektren muß für die Extraktion zuverlässiger spektroskopischer Informationen ausgeschlossen werden, daß die analysierten Protonenverteilungen aus der Reaktion $d + ^{30}\text{Mg} \rightarrow ^{32}\text{Al}^* \rightarrow p + ^{31}\text{Mg}^*$ (51 keV, 222 keV und 461 keV) stammen: Der Restkern $^{31}\text{Mg}^*$ würde in dieser Reaktion ebenso wie in der oben diskutierten direkten Reaktion über eine Kaskade von γ -Quanten in den betrachteten Zustand zerfallen, der dann bei seiner Entvölkerung im γ -Spektrum beobachtet wird. In diesem Fall erlaubten die Protonen aber keinerlei Aufschluß über die Eigenschaften des beobachteten Endzustands, da er nicht direkt, sondern über Zwischenzustände bevölkert wurde.

Einen Hinweis für eine direkte Reaktion gibt die Energieverteilung der Proto-

nen, die mit einem γ -Quant aus einem angeregten Zustand koinzident gemessen wurden. Eine Verteilung der gemessenen Teilchenenergien – hauptsächlich Protonen und Tritonen – in Abhängigkeit der gemessenen γ -Energien ist in Abb. 7.4 gezeigt.

Die Energieverteilung der Teilchen, die aus einer Verdampfungsreaktion, d.h. einer Compoundkernreaktion, stammen würden, entsprächen in etwa einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Die Energien der Protonen aus direktem Transfer sind diskret, durch die Detektorauflösung ist eine Gaußverteilung um eine definierte Energie zu erwarten. Finden beide Reaktionen statt, sind beide Verteilungen mit unterschiedlichen Intensitäten, je nach Wahrscheinlichkeit der Reaktionen, überlagert. Im Bildausschnitt der Abb. 7.4 ist die Energieverteilung der zum 171 keV Übergang koinzidenten Protonen und die Anpassung einer Gaußfunktion an die Daten gezeigt. Die Breite der Gaußkurve gibt das Auflösungsvermögen des Teilchendetektors wieder. Ein Untergrund, der aus Compoundkernreaktionen stammen würde, ist im Spektrum nicht zu erkennen. Das zeigt, daß der Beitrag zu den untersuchten Protonen durch Compoundkernreaktionen sehr gering ist. Um den Beitrag von Protonen aus der Compoundreaktion $d + {}^{30}\text{Mg} \rightarrow {}^{32}\text{Al}^* \rightarrow p + {}^{31}\text{Mg}^*$ (51 keV, 222 keV und 461 keV) auch quantitativ auszuschließen, wurden mit Hauser-Feshbach-Rechnungen die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion in die ersten drei angeregten Zustände des ${}^{31}\text{Mg}$ nach dem statistischen Modell [60] mit den Programmen EMPIRE II [61] und TALYS-0.64 [62] ermittelt. Sie sind in Tab. 7.3 aufgeführt. Für den zweiten und dritten angeregten Zustand stimmen beide Rechnungen gut überein.

Tab. 7.3: Mit dem Programm EMPIRE II [61] und TALYS-0.64 [62] berechnete Wirkungsquerschnitte für die Population der angeregten Zustände für die Reaktion $d + {}^{30}\text{Mg} \rightarrow {}^{32}\text{Al}^* \rightarrow p + {}^{31}\text{Mg}^*$ (51 keV, 222 keV und 461 keV). Für den zweiten und dritten angeregten Zustand stimmen beide Rechnungen gut überein.

Anregungsenergie (keV)	51	222	461
$\sigma(\text{EMPIRE II}) (\mu\text{b})$	342	339	329
$\sigma(\text{TALYS-0.64}) (\mu\text{b})$	594	363	324

Die Wahrscheinlichkeit P_x für die Emission eines Teilchens x , welches den Spin s_x , die kinetische Energie E und den Bahndrehimpuls l besitzt, berechnet sich aus dem Compoundkern mit der Anregungsenergie $E_x = E_A$ und Gesamtdrehimpuls J_A^π zu

$$P_x(E_f, J_f^\pi) = \rho_f(E_f, J_f^\pi) \sum_{|J_f - J_A - s_x|}^{J_f + J_A + s_x} T_l^x(E) dE. \quad (7.2)$$

Darin sind ρ_f die Niveaudichte für Zustände mit Gesamtdrehimpuls J_f^π bei der Anregungsenergie E_f im Restkern und $E_f = E_A - E - C_x$ mit der Bindungsenergie C_x (15.1 MeV für ein Proton aus dem Compoundkern ^{32}Al). In Gl. (7.2) ist der Zusammenhang in vereinfachter Form dargestellt. Eine genauere Beschreibung gibt z.B. [63]. Die Transmissionskoeffizienten $T_l^x(E)$ wurden im Rahmen der benutzten Programme berechnet. Die Niveaudichte $\rho_f(E, J^\pi)$ des Restkerns wurde im Bereich niedriger Anregungsenergien, soweit bekannt [15, 16], explizit durch die Angabe der Anregungsenergie, des Spins und der Parität vorgegeben. Der Streuwinkel θ , der in der vorliegenden Messung durch den Teilchendetektor abgedeckt wurde, beträgt im Schwerpunktsystem 52.2° von 180° . Die Wirkungsquerschnitte im Detektorraumwinkel vermindern sich demnach von etwa $350 \mu\text{b}$ (Tab. 7.3) auf etwa $100 \mu\text{b}$ je angeregten Zustand. Der in der Transferreaktion gemessene dagegen liegt je bei etwa 104 mb (siehe auch Tab. 7.2), also eine bis drei Größenordnungen über den aus der Compoundreaktion erwarteten Werten.

Die Winkelverteilungen für aus dem Compoundkern in die betrachteten ersten drei angeregten Zustände emittierte Protonen wurde mit dem Programm TALYS-0.64 berechnet [62], um einen Vergleich zu den gemessenen Winkelverteilungen zu erhalten. Sie zeigen Abweichungen von der Isotropie und sind in Abb. 7.5 gezeigt.

Um zu verstehen, wieso der Anteil an Compoundkernreaktionen so gering ausfällt, erfolgte eine Berechnung der Wirkungsquerschnitte der Reaktion $d + {}^{25-30}\text{Mg} \rightarrow {}^{27-32}\text{Al}^* \rightarrow p, n, \alpha + \text{Restkern}$ für eine Strahlenergie von 2.2 MeV/u. Darin sind sowohl stabile Mg-Isotope ($A = 25, 26$), als auch neutronenreiche Mg-Isotope berücksichtigt ($A = 27-30$). Die Ergebnisse für die Verdampfung von Protonen, Neutronen und α -Teilchen sowie die Separationsenergien für diese Teilchen aus dem Compoundkern sind in Tab. 7.4 aufgelistet.

Die Separationsenergien der Neutronen sinken mit wachsender Massenzahl, damit

Tab. 7.4: Mit dem Programm TALYS-0.64 [62] berechnete Evaporationsquerschnitte für Protonen σ_p , Neutronen σ_n und α -Teilchen σ_α der Compoundkernreaktionen an den Deuteronen im Target für die Mg-Isotope mit Massenzahlen $A(\text{Mg})$ von 25 bis 30 und die Separationsenergien für Protonen S_p , Neutronen S_n und α -Teilchen S_α der erzeugten Al-Isotope mit Massenzahlen $A(\text{Al})$ von 27 bis 32. Die angenommene Strahlenergie beträgt 2.2 MeV/u.

$A(\text{Mg})$	σ_p (mb)	σ_n (mb)	σ_α (mb)	$A(\text{Al})$	S_p (MeV)	S_n (MeV)	S_α (MeV)
25	279	354	127	27	8.27	13.06	10.09
26	142	553	74	28	9.55	7.73	10.86
27	46	766	29	29	10.49	9.44	11.28
28	10	815	11	30	12.50	5.73	13.93
29	3	815	11	31	13.36	7.15	11.80
30	1	880	3	32	15.14	4.18	12.45

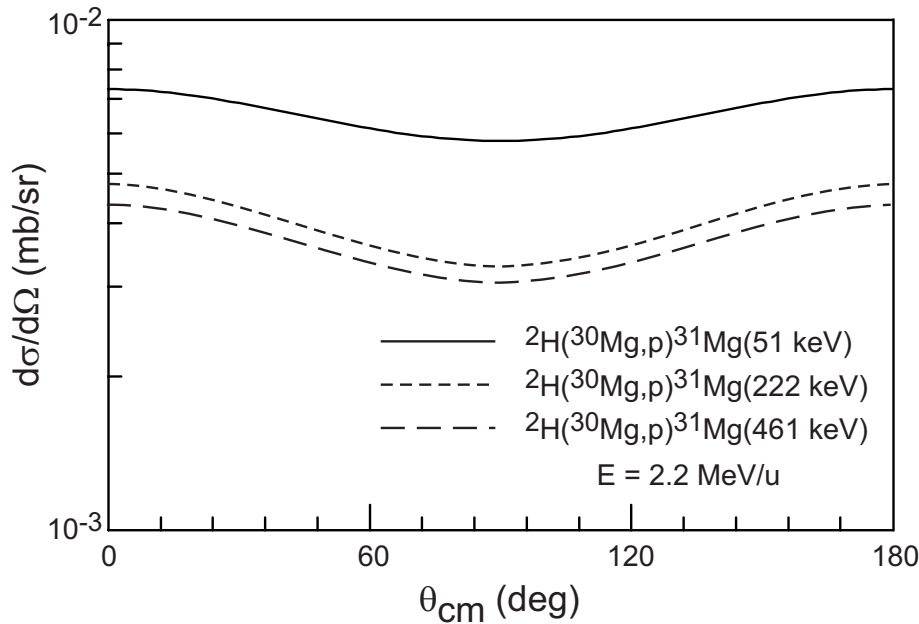


Abb. 7.5: Mit dem Programm TALYS-0.64 [62] berechnete Winkelverteilung der Protonen, die aus der Compoundreaktion $\text{d} + {}^{30}\text{Mg} \rightarrow {}^{32}\text{Al}^* \rightarrow \text{p} + {}^{31}\text{Mg}^*$ (51 keV, 222 keV und 461 keV) resultieren.

wird der Zerfall des Compoundkerns im Fall neutronenreicher Mg–Isotope über diesen Kanal gegenüber anderen Kanälen favorisiert. Die Separationsenergien der Protonen steigen mit wachsender Massenzahl, der Zerfall über den Protonenkanal wird immer unwahrscheinlicher. Eine Darstellung der gerechneten Systematik ist in Abb. 7.6 gezeigt.

Ein weiteres, entscheidendes Argument für die Unterdrückung des Compoundkernanteils ist die Messung in inverser Kinematik: Anders als in Experimenten mit stabilen Kernen, in denen die Messung in inverser Kinematik nicht notwendig ist, wurde in dieser Arbeit der schwere Restkern ^{31}Mg direkt und in einem wohldefinierten Anregungszustand gemessen. Der Compoundkernanteil wird somit durch die Wahrscheinlichkeit bestimmt, daß ein ^{31}Mg Kern aus dem ^{32}Al Compoundsystem mit etwa der Energie, die in etwa der Strahlenergie entspricht, abgedampft wird. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozeß liegt bei 10^{-6} oder weniger. Die in Tab. 7.4 gezeigten Wirkungsquerschnitte für die Verdampfung von Protonen, Neutronen und α -Teilchen sind daher eine optimistische Abschätzung, da in diesen Fällen der Restkern in allen angeregten Zuständen zurück bleiben kann.

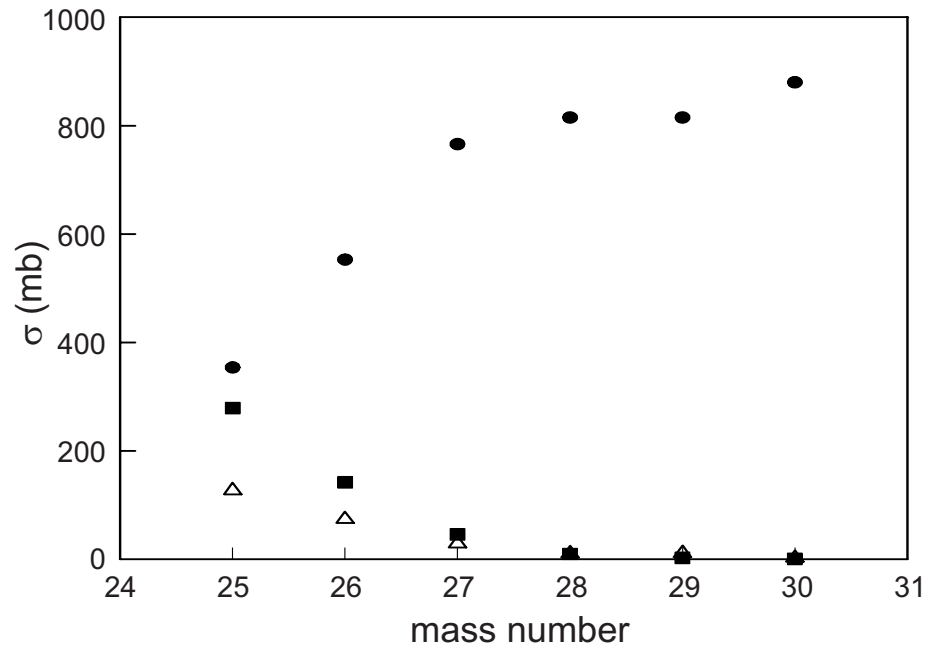


Abb. 7.6: Mit dem Programm TALYS-0.64 [62] berechnete Wirkungsquerschnitte für Protonen (volle Quadrate), Neutronen (volle Kreise) und α -Teilchen (offene Dreiecke), die aus der Compoundreaktion $d + ^{25-30}\text{Mg} \rightarrow ^{27-32}\text{Al}^* \rightarrow p, n, \alpha + \text{Restkern}$ resultieren.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der gewichteten Summe des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus DWBA-Rechnungen für direkte Reaktionen und dessen aus Hauser-Feshbach-Rechnungen für den Compoundkernanteil zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = a \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} + b \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{HF}. \quad (7.3)$$

Die Parameter a und b wurden mit einer Anpassung der beiden Anteile an die experimentellen Daten bestimmt.

Die in Tab. 7.5 aufgeführten Werte der Koeffizienten a und b , sowie deren Genauigkeit Δa und Δb wurden für die Anpassung der beiden optischen Potentiale an die Winkelverteilung des zweiten angeregten Zustands in ^{31}Mg bei 222 keV ermittelt. Die beste Anpassung ergibt sich für die Koeffizienten $b = 0$. Das Ergebnis der Anpassung ist in Abb. 7.7 gezeigt. Im oberen Bildteil sind experimentelle Daten, sowie die Ergebnisse der DWBA-Rechnungen unter Verwendung der beiden optischen Potentiale und der im Detektorraumwinkel erwartete Wirkungsquerschnitt aus Compoundkernanteilen, der 3 Größenordnungen unterhalb des experimentellen Reaktionsquerschnitts liegt, gezeigt. Der Anteil aus Compoundkernreaktionen ist also gering. Die Daten werden ausschließlich durch die in DWBA-Rechnungen bestimmten Winkelverteilungen für direkte Reaktionen beschrieben.

Tab. 7.5: Koeffizienten a und b sowie deren Fehler Δa und Δb der Anpassung an den experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitt durch die Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte aus DWBA- und Hauser-Feshbach-Rechnungen für den zweiten angeregten Zustand in ^{31}Mg bei 222 keV.

	a	Δa	b	Δb
Optisches Potential 1	1.08	0.09	0	150
Optisches Potential 2	0.82	0.08	0	182

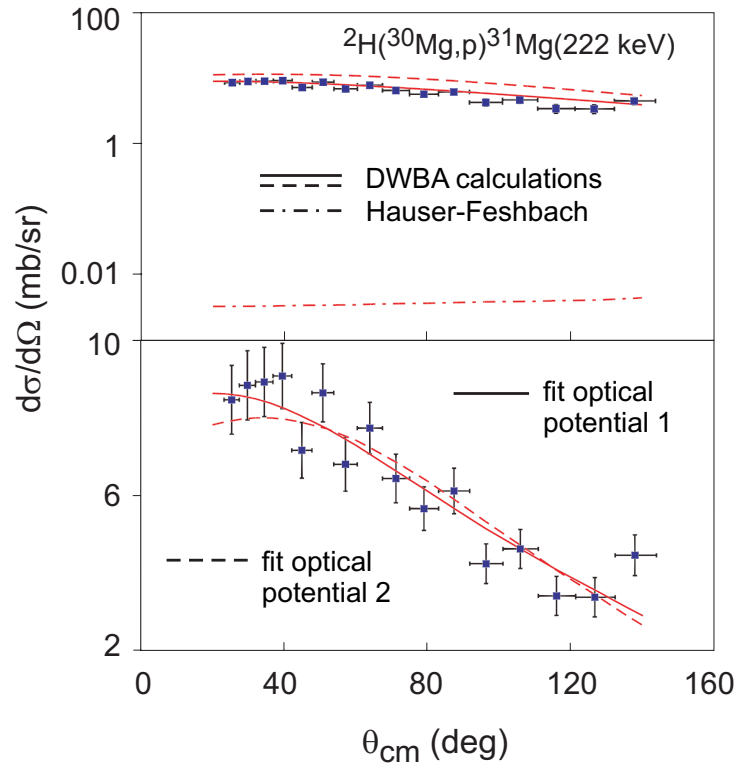


Abb. 7.7: Anpassung der Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte aus DWBA- und Hauser-Feshbach-Rechnungen an die Daten für den zweiten angeregten Zustand in ^{31}Mg bei 222 keV. Im oberen Bild sind experimentelle Daten (volle Quadrate), DWBA-Rechnungen mit den beiden verwendeten optischen Potentialen (durchgezogene und gestrichelte Linien) und der Wirkungsquerschnitt aus Compoundkernanteilen (gestrichpunktete Linie) gezeigt. Im unteren Bild ist die Anpassung, die die Daten mit beiden optischen Potentialen (durchgezogene und gestrichelte Linien) beschreibt, an die experimentellen Daten (volle Quadrate) zu sehen.

7.4 Interpretation

Abschließend wird das Ergebnis der vorliegenden Arbeit mit Resultaten anderer Messungen verglichen und interpretiert. Der Vergleich der Spin- und Paritätszuordnung aus dieser Arbeit mit vorläufigen Zuordnungen aus anderen Experimenten und Resultaten theoretischer Rechnungen ist in Abb. 7.8 gezeigt. Die mit G.N. bezeichneten experimentellen Daten wurden einer β -NMR-Messung [16]

G.N.	T.O.	this work	
$\underline{(7/2)^-}$	$\underline{1/2^+}$ $\underline{3/2^-}$	_____	461 keV
$\underline{(3/2^-)}$	$\underline{3/2^+}$	$\underline{3/2^-}$	222 keV
$\underline{(3/2)^+}$ $\underline{1/2^+}$	$\underline{7/2^-}$	_____	51 keV 0 keV

Abb. 7.8: Vergleich der Spin- und Paritätszuordnung aus dieser Arbeit (rechts) mit vorläufigen Zuordnungen aus anderen Experimenten (G.N. [16, 55], links) und Rechnungen im Monte-Carlo-Schalenmodell (T.O. [16], Mitte). Das Ergebnis dieser Arbeit bestätigt angenommenen Spin und Parität aus [16, 55]. Das theoretische Modell untermauert das Ergebnis der vorliegenden Arbeit ebenfalls.

und Zerfallsstudien [15] an ^{31}Na und ^{32}Na sowie Lebensdauermessungen [55] entnommen. Spins und Paritäten konnten mit den zur Verfügung stehenden Methoden dabei nicht eindeutig identifiziert werden. Die Zuordnungen aus einer Rechnung im Monte-Carlo-Schalenmodell, die mit T.O. bezeichnet sind, stammen ebenso aus [16]. Die Spin- und Paritätszuordnung, die in der vorliegenden Arbeit erstmals in der beschriebenen Art eindeutig ermittelt werden konnte, ist rechts zum Vergleich gezeigt. Sie bestätigt die Annahmen zu Spin und Parität des zweiten angeregten Zustands aus [16, 55]. Das Monte-Carlo-Schalenmodell kann das Resultat dieser Arbeit in Bezug auf Spin und Parität ebenfalls wiedergeben. Das Monte-Carlo-Schalenmodell, das auf einer Mischung von normalen und Intruderzuständen beruht, kann zwar die hohe Niveaudichte bei Anregungsenergien unterhalb 500 keV beschreiben, die korrekte Reihenfolge der Niveaus wird allerdings nicht wiedergegeben. Die korrekte Reihenfolge der Spins und Paritäten, nicht aber die hohe Niveaudichte bei geringen Anregungsenergien, wird in Rechnungen, die einen reinen Intruderzustand enthalten, reproduziert. Die im Experiment aus [55] beobachtete negative Parität des dritten angeregten Zustands bei 461 keV läßt darauf schließen, daß es sich hierbei um den im Monte-Carlo-Schalenmodell vorausgesagten Intruderzustand handelt.

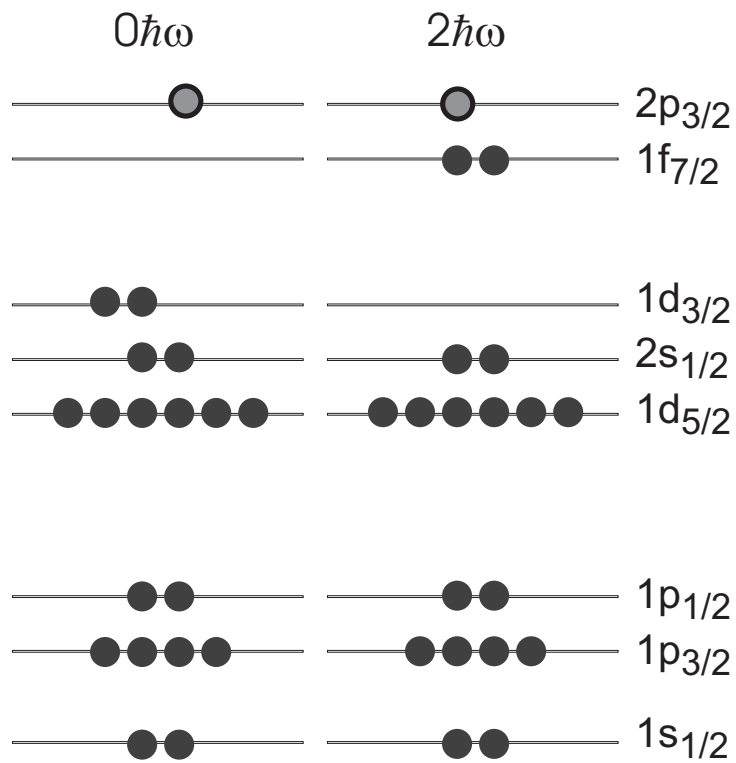


Abb. 7.9: Darstellung der Neutronenkonfiguration des Kerns ^{31}Mg . In einer Transferreaktion wird das 19. Neutron des ^{31}Mg entsprechend dem Ergebnis der vorliegenden Arbeit in die $2p_{3/2}$ -Schale transferiert, die Zustände der anderen Neutronen bleiben davon unberührt. Es könnten beide hier gezeigten oder andere Konfigurationen vorliegen.

Daß das Monte-Carlo-Schalenmodell die experimentell beobachtete hohe Niveaudichte richtig beschreibt, ist ein Zeichen dafür, daß die energetische Lücke zwischen sd- und pf-Schalen in den Mg-Isotopen verringert ist. Dies führt zu erheblichen Teilchen-Loch-Anregungen von der sd- zu der pf-Schale, d.h. ^{31}Mg ist nachgiebig gegenüber Deformation, wie es sich im Grundzustand zeigt.

Für die Schalenstruktur des ^{31}Mg bei einer Anregungsenergie von 222 keV ergibt sich allerdings folgendes Bild, das in Abb. 7.9 gezeigt ist: Das 19. Neutron wird in der beobachteten Transferreaktion in die $2p_{3/2}$ -Schale überführt. Es könnten beide gezeigten Konfigurationen aber auch andere $1p1h$ - oder $2p2h$ -Anregungen vorliegen.

7.5 Transferreaktionen als Mittel zur Kernspektroskopie

Daß es von Vorteil ist, die hier angewandte Methode der Untersuchung der Kernstruktur neutronenreicher instabiler Kerne durch Transferreaktionen universell auf andere Experimente zu übertragen, soll am Beispiel zweier weiterer, bereits durchgeführter Experimente gezeigt werden.

Ein ${}^2\text{H}({}^{48}\text{Ca},\text{p}){}^{49}\text{Ca}^*$ Experiment wurde im April 2004 mit dem MINIBALL im Rahmen einer Kollaboration mit dem Physikdepartment der Technischen Universität München am Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln in inverser Kinematik durchgeführt. Der auf 2.0 MeV/u beschleunigte ${}^{48}\text{Ca}$ -Strahl traf ein deuteriertes Titan-Target, und die aus der Transferreaktion hervorgehenden Protonen wurden wie im in dieser Arbeit beschriebenen Experiment in einem positionsempfindlichen Siliziumdetektor ähnlicher Geometrie und Positionierung nachgewiesen. Deren Winkelverteilungen spiegeln die Eigenschaften der im Neutronentransfer bevölkerten Zustände im erzeugten ${}^{49}\text{Ca}^*$ wider. Die Ergebnisse der vorläufigen Analyse der Daten zu der Reaktion ${}^2\text{H}({}^{48}\text{Ca},\text{p}){}^{49}\text{Ca}^*$ zeigen, daß eine Extraktion der bekannten spektroskopischen Faktoren gelingen wird [64]. Für diese Messung wurden ebenfalls die Beiträge der Protonen die durch Compoundkernreaktionen erzeugt werden, berechnet. Die erwarteten Wirkungsquerschnitte haben etwa die gleiche Größenordnung wie diejenigen für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment, siehe auch Tab. 7.3. Sie betragen je nach bevölkertem Zustand zwischen 14 und etwa 147 mb im gesamten Raumwinkel.

Im Juli 2002 wurde ebenfalls am REX-ISOLDE Nachbeschleuniger ein Experiment zur Untersuchung der Reaktion ${}^2\text{H}({}^9\text{Li},\text{t}){}^8\text{Li}^*$ durchgeführt [11], dessen Ergebnisse auch Aufschluß über spektroskopische Eigenschaften angeregter Kontinuumszustände erlauben werden. Die Analyse der Daten ist zur Zeit noch nicht abgeschlossen. In diesem Experiment traten keine γ -Quanten auf. Deswegen war eine entsprechende Selektion der analysierten Teilchen wegen der auftretenden Compoundreaktionen nicht auf diejenigen beschränkt, die aus angeregten Zuständen des ${}^8\text{Li}^*$ stammen. Daher konnten Beiträge von Teilchen aus Compoundkernreaktionen nicht unterdrückt werden. Die gemessenen leichten Reaktionsprodukte stammen nicht ausschließlich aus direkten Reaktionen und ihr

Beitrag zu den Winkelverteilungen muß modellabhängig berechnet werden. Der Anteil der Compoundkernbildung hat sich besonders in Experimenten mit stabilen Kernen bei niedrigen Einschußenergien für Kernstrukturuntersuchungen durch Transferreaktionen als limitierend erwiesen. Im Gegensatz dazu werden bei (d,p) Reaktionen mit neutronenreichen radioaktiven Kernen wie ^{31}Mg und ^{49}Ca Compoundkernanteile jedoch stark unterdrückt. Die Erklärung für die Abnahme der Compoundkernanteile liegt in den geringer werdenden Neutronen- und höher werdenden Protonen-Separationsenergien, je weiter ein Kern von der Stabilität entfernt ist und je schwerer er wird. Daß der Compoundanteil für die Kerne $^{31}\text{Mg}^*$ und $^{49}\text{Ca}^*$ gering ist, liegt deshalb an den hohen Protonen-Emissionsschwellen ($S_p(^{32}\text{Al}) = 15.1 \text{ MeV}$ und $S_p(^{50}\text{Sc}) = 10.5 \text{ MeV}$) und den im Vergleich dazu niedrigen Neutronen-Emissionsschwellen ($S_n(^{32}\text{Al}) = 4.2 \text{ MeV}$ und $S_n(^{50}\text{Sc}) = 6.1 \text{ MeV}$). Der Zerfall des Compoundkerns geschieht daher favorisiert über den Neutronenkanal, die Emission von Protonen ist unterdrückt. Sind dazu vergleichbare Bedingungen gegeben, kann die in dieser Arbeit aufgezeigte Methode zu Kernstrukturuntersuchungen auf andere Experimente mit ähnlichen Fragestellungen übertragen werden.

8 Ausblick

Das vorliegende Experiment hat gezeigt, daß es durchaus von Vorteil sein kann, Transferreaktionen bei niedrigen Strahlenergien und mit leichten, schwach gebundenen Targetkernen durchzuführen. Mit einem niederenergetischen ^{30}Mg -Strahl und dem Target aus deuteriertem Polyethylen wurden Wirkungsquerschnitte in der Reaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ bis zu 104 mb/sr erreicht. Mit deuterierten Targets ist es möglich, die Transferreaktion so zu nutzen, daß Kerne weiter von der Stabilität mit hohen Wirkungsquerschnitten erzeugt werden.

Im vorliegenden Experiment wurde gezeigt, daß gerade die Erzeugung neutronenreicher Kerne in Transferreaktionen für eine Unterdrückung der Beiträge aus Compoundkernreaktionen wesentliche Vorteile birgt, da diese Anteile mit wachsender Massenzahl abnehmen. Die Positionierung des Teilchendetektors unter Vorwärtswinkeln im Laborsystem erwies sich dahingehend als vorteilhaft. In einer Darstellung (Abb. 8.1) des Laborwinkels und der Laborenergie für die hier durchgeführte Transferreaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}(222\text{ keV})$ bei einer Strahlenergie von 2.2 MeV/u als Funktion des Reaktionswinkels im Schwerpunktsystem ist zu erkennen, daß

- in inverser Kinematik Rückwärtswinkel im Labor kleinen Vorwärtswinkeln im Schwerpunktsystem entsprechen, und
- die Protonenenergien unter Vorwärtswinkeln im Schwerpunktsystem so klein werden können, daß die Protonen einen beträchtlichen Energieverlust im Target erleiden und daher nicht mehr nachweisbar sind.

Um diese meßtechnische Hürde zu überwinden, müßte bei höheren Strahlenergien oder mit dünneren Targets gemessen werden, was zu einer Reduktion der Reaktionsquerschnitte führen würde.

Dennoch müssen die Protonenverteilungen in Zukunft unter Vorwärtswinkeln im Schwerpunktsystem gemessen werden, um eine eindeutige Zuordnung der Einteilchen-Zustände des transferierten Nukleons ermitteln zu können.

Die Population von untersuchten angeregten Zuständen durch energetisch höher liegende Zustände, wie sie hier für den ersten angeregten Zustand in ^{31}Mg auftrat,

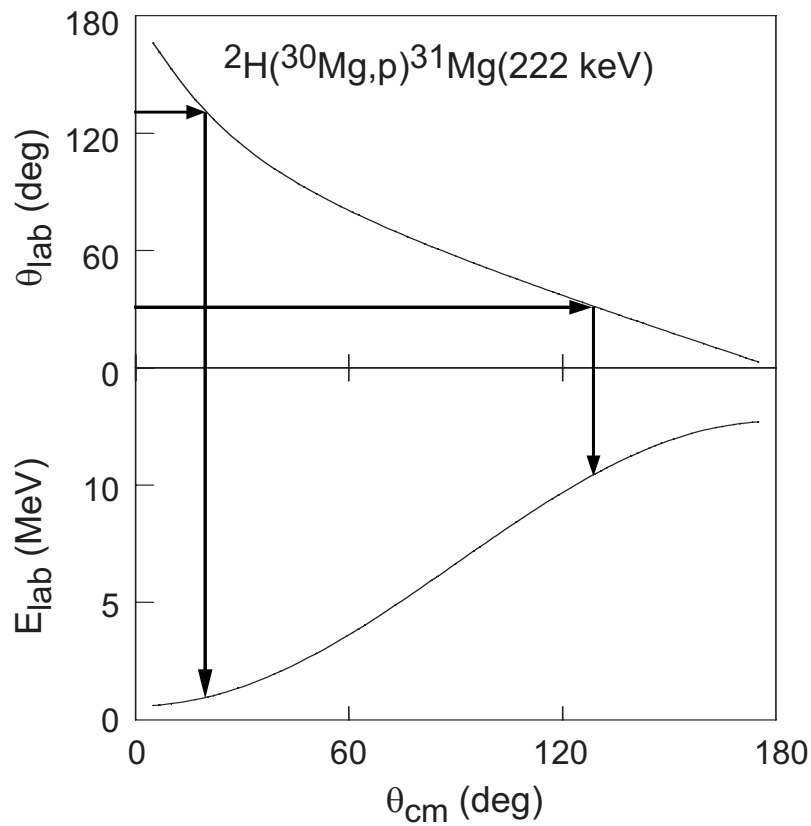


Abb. 8.1: Kinematik der Transferreaktion $^2\text{H}(^{30}\text{Mg},\text{p})^{31}\text{Mg}^*$ in den zweiten angeregten Zustand bei 222 keV. Laborenergie und –winkel der Protonen sind als Funktion des Winkels im Schwerpunktsystem gezeigt.

muß erkannt und gegebenenfalls korrigiert werden. Die in dieser Arbeit angewandten Korrekturen sind nicht endgültig, da eine Identifikation hochangeregter Zustände aus den γ -Spektren aufgrund der geringen Effizienz des Spektrometers bei entsprechenden Energien nur durch eine hohe Statistik möglich ist.

Eine Erweiterung der Datenmenge wird in Anbetracht der vorliegenden Analyse bereits verfolgt.

Desweiteren liegt die Auflösung des in der vorliegenden Arbeit verwendeten Siliziumdetektors bei etwa 500 keV, also deutlich unter einer notwendigen Auflösung von über 100 keV, um energetisch niedrig liegende Kernanregungszustände in den Teilchenspektren trennen zu können.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit hat sich gezeigt, daß eine genaue Beobachtung der Strahlintensität notwendig ist, um eine präzise Bestimmung des gemessenen Wirkungsquerschnitts zu ermöglichen.

Um eine bessere Anpassung der Parameter für zur Beschreibung der Daten verwendbare optische Potentiale zu erhalten, sollte in Zukunft die Messung eines elastischen Reaktionskanals, z.B. eine (d,d)–Messung, im relevanten Massenbereich durchgeführt werden. Dadurch wird die Verlässlichkeit der DWBA–Rechnungen erheblich erhöht, besonders wenn – wie in diesem Fall – keine alternativen Modelle zur Verfügung stehen.

Zum vollen Verständnis der Ergebnisse dieser Arbeit und zur Bestimmung weiterer spektroskopischer Informationen über den Kern ^{31}Mg ist es möglich, zusätzlich die Lebensdauern der angeregten Zustände zu untersuchen. Experimente dazu sind geplant oder zum Teil bereits durchgeführt worden [55].

Der erste angeregte Zustand konnte mit dem aktuellen Experimentaufbau u. a. nicht mit ausreichender Statistik untersucht werden, da die Absorption der geringen γ –Energie von 51 keV in der Aluminiumkammer und der Kapselung der Germaniumdetektoren zu einer sehr geringen Effizienz des Detektorsystems in diesem Energiebereich von nur etwa 3% führte. Um den ersten angeregten Zustand in ^{31}Mg also genauer zu untersuchen als es hier möglich war, muß ein Experiment konzipiert werden, das besonders auf energetisch niedrig liegende Zustände und niedrige γ –Energien sensitiv ist. Dazu ist die Entwicklung und der Einsatz entsprechender Detektoren, z.B. Lithium–gedrifteter Siliziumdetektoren, notwendig. Die eindeutige Zuordnung des Spins und der Parität des ersten angeregten Zustands könnte eine Interpretation der in dieser Arbeit genommenen Daten untermauern und offene Fragen, wie die nach den Einteilchen–Zuständen in Kernen um die Masse 30, klären.

A Anhang A

A.1 Gassystem für einen PPAC

Der PPAC wird bei einem geringen Druck, typischerweise um 5 mbar, und einem kontinuierlichen Gasfluß mit Isobutan oder mit Tetrafluormethan betrieben. Wegen der sehr dünnen Folien ist der Detektor gegenüber Druckdifferenzen zu seiner Umgebung sehr empfindlich und kann leicht zerstört werden. Bei der Verwendung des Detektors bieten sich weiterhin zahlreiche Möglichkeiten zur Fehlbedienung. Der Detektor muß zeitgleich zur Kammer, in die er eingesetzt wird, evakuiert und belüftet werden, ohne eine Druckdifferenz von etwa 25 mbar zu überschreiten. Im Betrieb des Detektors ist darauf zu achten, daß der notwendige Druck und Fluß herrschen und nicht ausfallen, da die Folien in diesem Fall durch die angelegte Hochspannung zerstört werden können.

Da der PPAC vielseitig und für verschiedene Gruppen von Experimentatoren verwendbar sein soll, muß der Aufbau des Systems einfach und die Gasanlage auch für einen ungeübten Anwender benutzbar sein. Daher wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine neue, Prozessor-gesteuerte Gasanlage gebaut, die in weiten Teilen automatisiert ist und deswegen Fehlbedienungen vermeidet. Ein Schema der neuen Gasanlage ist in Abb. A.1 gezeigt. Sie besteht aus vier elektromagnetischen Ventilen⁸: dem Einlaßventil von der Gasflasche und dem Auslaßventil zur Pumpe, dem PPAC Bypass, der den Detektor entlastet, sollte der Gasfluß oder Druck zu hoch werden, und dem Bypass zur Kammer, über den der Detektor mit der Targetkammer verbunden wird. Der Gasfluß kann über die Kombination aus Regulierventil und Steuergerät⁹ präzise eingestellt werden. Der Druck im Detektor wird über eine Kombination aus einem Regulierventil¹⁰ und einem Differenzdruckmesser¹¹, der das Ventil automatisch steuert, eingestellt. Der gewünschte Druck wird am Steuergerät¹² vorgegeben, der Differenzdruckmesser überprüft die Umsetzung der Anweisung durch das Regulierventil. Zusätzlich zu diesen Elementen

⁸Typ EVI 005 M [65].

⁹EVR 116/RVC 200 [65].

¹⁰MKS Type 148 Control Valve [66].

¹¹MKS Type 223B Pressure Transducer [66].

¹²MKS Type 250 Controller [66].

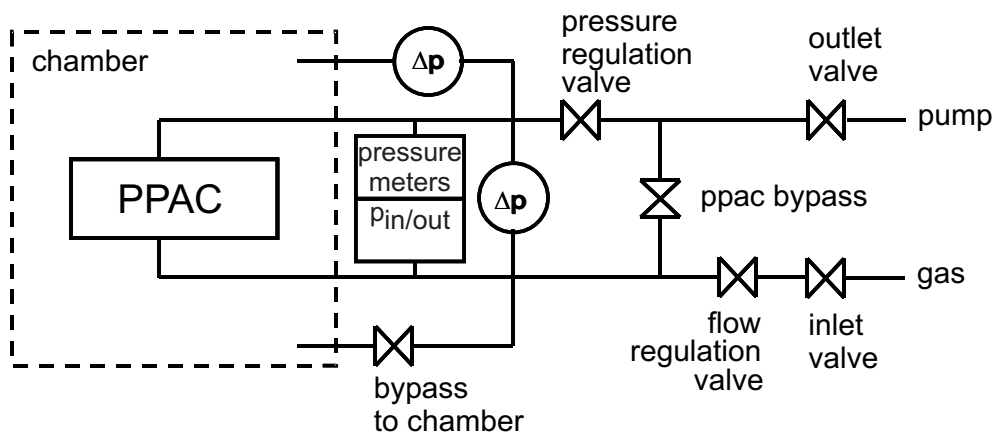


Abb. A.1: Schema des neuen Gassystems des PPAC. Der gewünschte Druck und Fluß im Detektor wird durch eine Druck-, sowie eine Flußregulierung, zwei Differenzdruckmessern und vier elektromagnetischen Ventilen gewährleistet.

sind noch ein zweiter Differenzdruckmesser¹³ zwischen dem Ein- und Auslaß des Detektors und zwei Druckmeßgeräte¹⁴ je in diesen zur Kontrolle des Systems angebracht. Das Fenster für den zweiten Differenzdruckmesser wird mit Hilfe eines Grenzüberwachungs-Stromsensors¹⁵ gesetzt. Der Strom wird anschließend in eine Spannung umwandelt. Die Kontrollgeräte, das Gasflußregulierventil sowie die Druckregulierung werden manuell bedient, die elektromagnetischen Ventile werden über eine Steuerung, die ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, automatisch geöffnet oder geschlossen.

Die automatisierte Gasanlage wird mittels der Steuerung nur noch über einen „Start“ und einen „Reset“-Knopf bedient und hat drei Zustände: „Standby“, „Running“ und „Fehlermeldung“ (Error 1, Error 2 und Emergency Shutdown). Ist das System im „Standby“-Zustand, sind Druck- und Flußregulierung nicht eingeschaltet, die Bypassventile sind offen, Ein- und Auslaß geschlossen, das PPAC-System ist mit seiner Umgebung verbunden, kann also evakuiert oder belüftet werden. Damit dies ausreichend vorsichtig geschieht, wird der Differenzdruckwert zwischen PPAC-System und Kammersystem beobachtet.

Ist das System evakuiert, kann die Gassteuerung gestartet und damit in den „Running“ Zustand gebracht werden, indem der Startknopf bedient wird. Die Steue-

¹³MKS Baratron Type 229H Pressure Transducer [66].

¹⁴Pfeiffer Dual Gauge [65].

¹⁵DKSC 1-10 V, Weidmüller GmbH & Co. KG, Detmold, Germany.

rung schließt die Bypassventile und öffnet Ein- und Auslaß, so daß der gewünschte Druck im Detektor eingestellt werden kann. Die Fluß- sowie die Druckregulierung können anschließend über die entsprechenden Steuerungsmodule in Betrieb genommen werden, der herrschende Druck kann mittels der beiden Druckmeßgeräte überwacht werden. Das Gassteuersystem hält die vorgegebenen Bedingungen, bis entweder das System mit dem Resetknopf wieder in den „Standby“ Modus gebracht wird, oder ein Fehler eintritt. Auf verschiedene Arten von Fehlern regiert das System eigenständig, indem es bestimmte Ventile öffnet oder schließt, je nach Anforderung der Situation. In die Gassteuerung ist ein Prozessor¹⁶ integriert, der von den beiden Differenzdruckmessern zwischen Kammer und PPAC-System und zwischen Ein- und Auslaß die aktuell gemessenen Werte überwacht, auf die Bedingungen für den reibungsfreien Ablauf gesetzt sind. Das Easy-Modul überprüft die Werte kontinuierlich und vergleicht sie mit den gesetzten Fenstern. Über- oder unterschreitet einer der Werte die gegebenen Fenster, werden je nach Meßwert bestimmte Aktionen, d.h. Stellungen der elektromagnetischen Ventile, zur Schadensbegrenzung eingeleitet. Bei der Einrichtung der automatischen Reaktion auf Druckschwankungen im System lagen Überlegungen zugrunde, auf welche Arten der PPAC im Betrieb zerstört oder verstopft werden kann. In Tab. A.1 sind Zustände, Ventilstellungen und Differenzdruckmesserfenster aufgeführt. Nach jedem Fehler muß das System durch Drücken des Resetknopfs in den „Standby“ Zustand gebracht werden, bevor der PPAC wieder in Betrieb genommen werden kann. Bei Stromausfall schließen alle elektromagnetischen Ventile. Sobald der Strom wieder zur Verfügung steht, geht das System automatisch in den „Standby“ Modus über.

Um in Zukunft dieses komplexe PPAC-System für viele Gruppen von Experimentatoren ohne Erfahrung zugänglich zu machen, wurde ein Konzept entwickelt, um die Gasanlage samt Steuerung leicht zusammenbauen und verkabeln zu können. Es sind für jede elektrische Verbindung im System einzigartige Kabelverbindungen gewählt worden, um Vertauschungen auszuschließen. Die Durchführung der Gasversorgung ist durch Verwendung von Schnellschlußkupplungen¹⁷ vereinfacht worden. Diese sind im unverbundenen Zustand geschlossen, bei Kupplung miteinander öffnen sie. Die Kupplungen sind farblich kodiert und so gefertigt, daß

¹⁶Easy 621 DC-TC, Möller GmbH, Bonn, Germany, <http://www.moeller.net>.

¹⁷SS-QC4, Swagelok Company, Ohio, USA, <http://www.swagelok.de>.

Tab. A.1: Zustände und Ventilstellungen der neuen Prozessor-gesteuerten Gas-anlage des PPAC.

Zustand	Standby	Running	Error 1	Error 2	Emergency Shutdown
Einlaß	zu	offen	zu	zu	zu
Auslaß	zu	offen	offen	zu nach 10 s	zu
PPAC Bypass	offen	zu nach 10 s	offen	offen	zu
Kammer Bypass	offen	zu	zu	zu	offen
Δp_{PPAC}			<4 mA		
			>11 mA		
Δp_{Kammer}				<0.1 V	
				>1.1 V	>1.6 V

nur gleiche Farben zusammen passen. So ist eine Fehlverbindung im Gassystem ausgeschlossen. Das Gassystem läßt sich leicht und schnell auf- und abbauen.

A.2 Test mit CF₄-Gas

Der Test mit dem bis dahin nicht verwendeten CF₄-Gas verlief erfolgreich. Die Gasverstärkung ist nicht so hoch wie bei Isobutan, die Signalamplitude beträgt daher nur etwa ein Drittel der mit Isobutan unter gleichen Bedingungen erreichten. Allerdings hängt sie auch hier von der angelegten Hochspannung ab. Ab einer Hochspannung von etwa 450 V sind gemessene Signalamplituden für ein klar erkennbares Strahlprofil völlig ausreichend. Besonders für stark ionisierende, schwere Kerne, wie die hier untersuchten neutronenreichen Mg-Isotope, eignet sich das CF₄-Gas genauso gut wie das Isobutan, hat aber den Vorteil der leichteren Verfügbarkeit und daß es nicht hochentzündlich ist.

A.3 Lineardurchführung

Um den PPAC mit wenig Aufwand in beliebige Experimentaufbauten integrieren zu können, wurde eine Lineardurchführung konzipiert, in die der PPAC in einem ISO-K Standard-T-Stück, wie es in den meisten Strahlrohren Verwendung findet, positioniert und bei Bedarf mittels eines Linearantriebs in die bzw. aus der Strahlführung herausgefahren werden kann. Dieses T-Stück samt Durchführung der Gasversorgung und Elektronik ist bei entsprechendem Platz in jede Strahlführung, die dem ISO-K Standard entspricht, ohne großen Aufwand integrierbar. Dies hat weitere Vorteile, wie z.B. die Verwendung eines PPACs vor dem Target. Bisher ist das nicht möglich, da der Strahl im fest montierten Detektor durch das Füllgas aufgestreut und deswegen nicht mehr gut auf ein Target fokussiert wäre. Durch die Mobilität, die die Durchführung bietet, kann der PPAC in Zukunft bei Bedarf in den Strahl gefahren werden, um seine Position zu bestimmen und zu korrigieren, dann zum Experiment aber wieder entfernt werden, um die Strahlqualität nicht zu beeinflussen. Ein weiterer Vorteil ist das vereinfachte Evakuieren und Belüften von Experimenten, in die der PPAC eingebaut ist. Wie bereits beschrieben, ist der Detektor sehr empfindlich gegen große Druckgradienten zwischen dem Detektor und seiner Umgebung. Indem der PPAC vom Experimentssystem durch ein Ventil in der Durchführung entkoppelt wird, wird seine Lebensdauer durch Vermeidung von Fehlbedienung der Gasanlage erhöht und das Evakuieren und Belüften bedeutend schneller und bequemer. Nach einem Test dieser Durchführung kann sie bei REX-ISOLDE oder beliebigen anderen Beschleunigern in Betrieb genommen werden.

B Anhang B

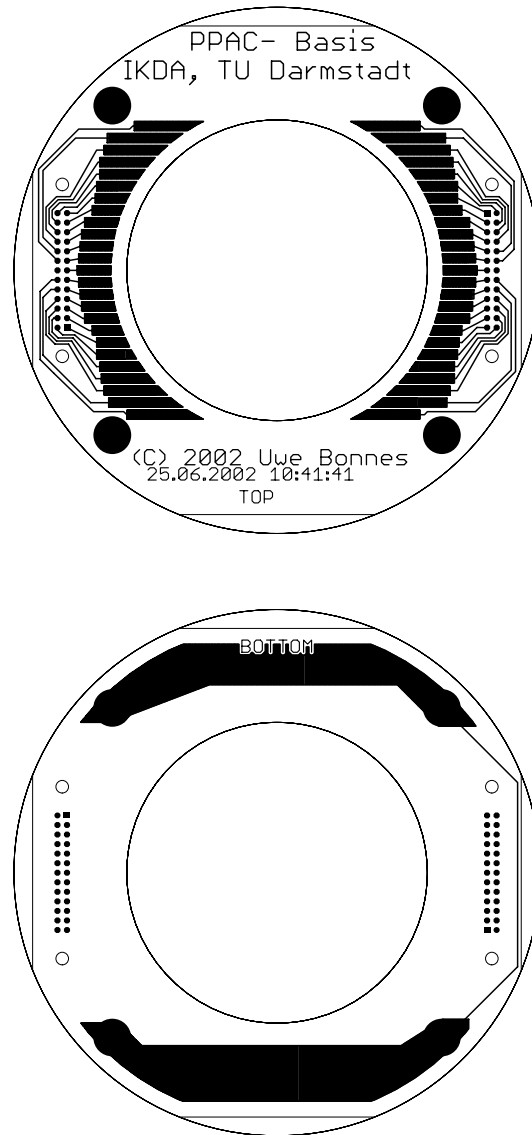


Abb. B.1: Design der Platine des neuen Parallelplattenzählers PPAC. Oben ist die Vorderseite, auf die die Streifenfolie geklebt und die Streifen gebondet werden, unten die Rückseite abgebildet. Der Außendurchmesser des Detektors beträgt 70 mm, die Platine ist nicht maßstabsgetreu dargestellt.

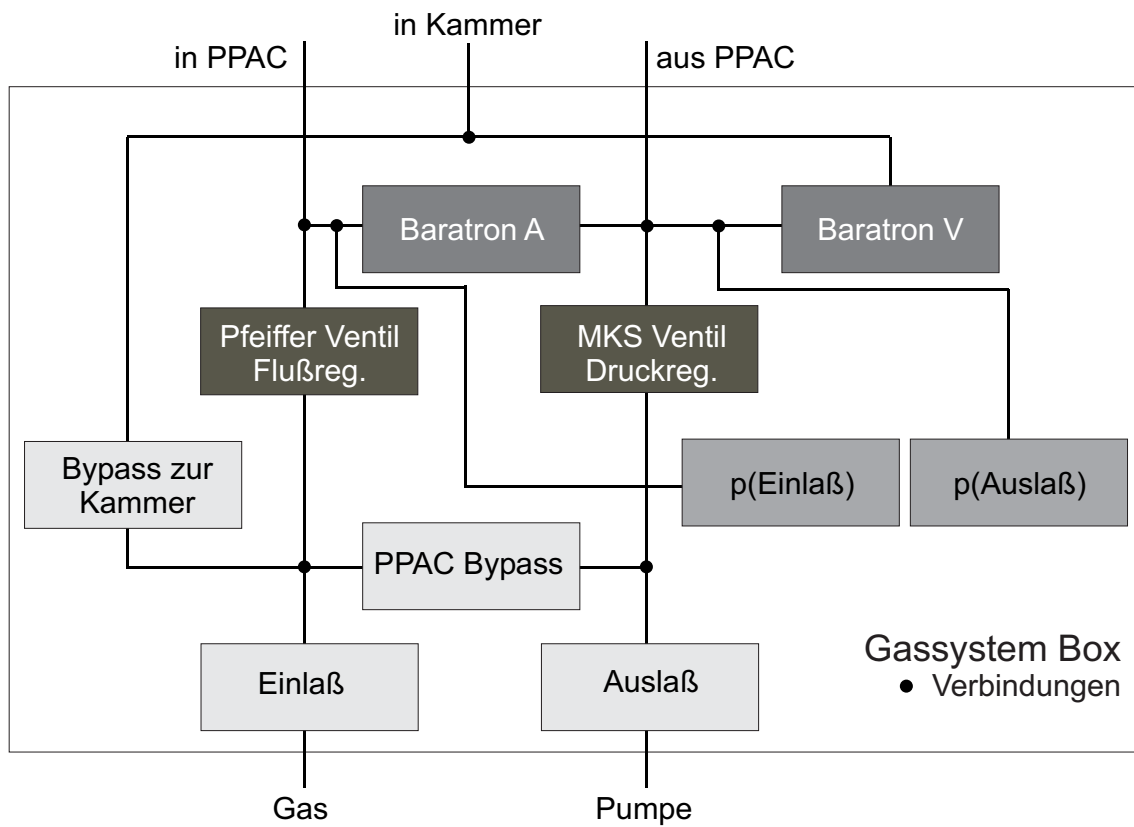


Abb. B.2: Aufbau der Gasanlage für den PPAC mit allen Komponenten.

MAIN PROGRAMM

Strahlachse als Symmetrieachse

Eingaben:

- Anzahl der zu prozessierenden Teilchen
- Strahlparameter -
 - Abstand zwischen Target + Detektor
 - Strahlradius auf Target
 - Sigma des Strahls auf Target
 - Abweichung der Strahlposition von Targetmitte
 - Targetdicke

Einlesen der Vergleichsdateien für Energieverlust des Strahls im Target, der Reaktionsprodukte im Target + in Totschicht des Detektors

Generation einer Gaußverteilung der Strahlintensität entsprechend Strahlparametervorgaben

Generation des zufälligen Reaktionspunkts im Target

Generation Strahlenergie nach exp. Bedingungen, Energiezuweisung bezüglich Reaktionspunkt im Target durch Dateivergleich

Generation Reaktions-/Streuwinkel $\theta + \varphi$ nach Rutherfordverteilung oder isotrop

Bestimmung der Energien + Reaktions-/Streuwinkel der Reaktionsprodukte nach der Reaktion am Reaktionspunkt im Target

Bestimmung der Energien der Reaktionsprodukte nach Durchqueren des Restwegs im Target + in der Totschicht des Detektors

Bestimmung der Nachweiskordinaten im Detektor, Einbeziehung der Detektorgeometrie mit Segmentierung

Zuweisung des getroffenen Streifens nach Nachweiskordinaten
- Korrektur des Reaktions-/Streuwinkels durch Meßwinkel

Ergebnisse:

Energien + Reaktions-/Streuwinkel der Reaktionsprodukte (Kinematik)
Häufigkeitsverteilung $N(\theta)$ für Streuung

Abb. B.3: Ablauf des zur Berechnung der Häufigkeitsverteilungen und Reaktionskinematiken entwickelten Monte-Carlo-Programms.

Literatur

- [1] M. G. Mayer and J. H. D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, (John Wiley, New York 1955).
- [2] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A. M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lesard, and W. Reisdorf, *Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer*, Phys. Rev. C **12**, 644 (1975).
- [3] D. Guillemaud-Mueller, C. Detraz, M. Langevin, F. Naulin, M. de Saint-Simon, C. Thibault, F. Touchard, and M. Epherre, *β -decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants*, Nucl. Phys. A **426**, 37 (1984).
- [4] T. Motobayashi, Y. Ikeda, Y. Ando, K. Ieki, M. Inoue, N. Iwasa, T. Kikuchi, M. Kurokawa, S. Moriya, S. Ogawa, H. Murakami, S. Shimoura, Y. Yanagisawa, T. Nakamura, Y. Watanabe, M. Ishihara, T. Teranishi, H. Okuno, and R. F. Casten, *Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy Coulomb excitation*, Phys. Lett. B **346**, 9 (1995).
- [5] E. Warburton, J. Becker, and B. Brown, *Mass systematics for $A=29-44$ nuclei: The deformed $A\sim 32$ region*, Phys. Rev. C **41**, 1147 (1990).
- [6] H. Scheit, O. Niedermaier, M. Pantea, F. Aksouh, C. Alvarez, F. Ames, T. Behrens, V. Bildstein, H. Boie, P. Butler, J. Cederkäll, T. Davinson, P. Delahaye, P. Van Duppen, J. Eberth, S. Emhofer, J. Fitting, S. Franchoo, R. Gernhäuser, G. Gersch, D. Habs, R. v. Hahn, H. Hess, A. Hurst, M. Huyse, O. Ivanov, J. Iwanicki, O. Kester, F. Köck, T. Kröll, R. Krücken, M. Lauer, R. Lutter, P. Mayet, M. Münch, U. K. Pal, M. Pasini, P. Reiter, A. Richter, A. Scherillo, G. Schrieder, D. Schwalm, T. Sieber, H. Simon, O. Thelen, P. Thirolf, J. van de Walle, N. Warr, and D. Weißhaar, *First results on in-beam γ spectroscopy of neutron-rich Na and Mg isotopes at REX-ISOLDE*, Nucl. Phys. A **746**, 96 (2004).
- [7] O. Niedermaier, Dissertation, in Vorbereitung.

- [8] B. A. Brown, *The nuclear shell model towards the drip lines*, Proc. Part. Nucl. Phys. **47**, 517 (2001).
- [9] T. Otsuka, Y. Utsuno, R. Fujimoto, B. A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki, *Frontiers and challenges of nuclear shell model*, Eur. Phys. J. A **15**, 151 (2002).
- [10] G. Schrieder, A. Müller–Arnke, and A. Richter, *The Reactions $^2H(^{40}Ar, n)^{41}K$ and $^2H(^{40}Ar, p)^{41}Ar$ and Electromagnetic Decays of Low-lying States in ^{41}K and ^{41}Ar* , Nucl. Phys. A **279**, 463 (1977).
- [11] H. Jeppesen, F. Ames, P. van den Bergh, U. C. Bergmann, G. Bollen, M. J. G. Borge, J. Cederkäll, P. Van Duppen, S. Emhofer, O. Forstner, L. M. Fraile, H. O. U. Fynbo, J. Gomes–Gamacho, D. Habs, R. von Hahn, G. Huber, M. Huyse, H. T. Johansson, B. Jonson, O. Kester, L. Liljeby, M. Meister, A. M. Moro, T. Nilsson, G. Nyman, M. Oinonen, M. Pantea, H. Podlech, U. Ratzinger, K. Reisinger, K. G. Rensfeld, R. Repnow, K. Riisager, A. Richter, K. Rudolph, H. Scheit, A. Schempp, P. Schmidt, G. Schrieder, D. Schwalm, T. Siebert, H. Simon, O. Tengblad, E. Tengborn, M. Turrion, L. Weissmann, F. Wenander, and B. Wolf, *Experimental investigation of the ^9Li+d reaction at REX-ISOLDE*, Nucl. Phys. A **748**, 374 (2005).
- [12] O. Kester, T. Sieber, S. Emhofer, F. Ames, K. Reisinger, P. Reiter, P. G. Thirolf, R. Lutter, D. Habs, B. H. Wolf, G. Huber, P. Schmidt, A. N. Ostrowski, R. von Hahn, R. Repnow, J. Fitting, M. Lauer, H. Scheit, D. Schwalm, H. Podlech, A. Schempp, U. Ratzinger, O. Forstner, F. Wenander, J. Cederkäll, T. Nilsson, M. Lindroos, H. Fynbo, S. Franchoo, U. Bergmann, M. Oinonen, J. Äystö, P. Van Den Bergh, P. Van Duppen, M. Huyse, N. Warr, D. Weißhaar, J. Eberth, B. Jonson, G. Nyman, M. Pantea, H. Simon, G. Schrieder, A. Richter, O. Tengblad, T. Davinson, P. J. Woods, G. Bollen, L. Weissmann, L. Liljeby, K. G. Rensfeld and the ISOLDE Collaboration, *Accelerated radioactive beams from REX-ISOLDE*, Nucl. Instr. Meth. B **204**, 20 (2003).
- [13] E. Kugler, *The ISOLDE facility*, Hyperf. Int. **129**, 23 (2000).

- [14] J. Eberth, G. Pascovici, H. G. Thomas, N. Warr, D. Weisshaar, D. Habs, P. Reiter, P. Thierolf, D. Schwalm, C. Gund, H. Scheit, M. Lauer, P. Van Duppen, S. Franchoo, M. Huyse, R. M. Lieder, W. Gast, J. Gerl, K. P. Lieb, and the MINIBALL Collaboration, *MINIBALL: A Ge Detector Array for Radioactive Ion Beam Facilities*, Prog. in Part. and Nucl. Phys. **46**, 389 (2001).
- [15] G. Klotz, P. Baumann, M. Bounajma, A. Huck, A. Knipper, G. Walter, G. Marguier, C. Richard-Serre, A. Poves, and J. Retamosa, *Beta decay of $^{31,32}\text{Na}$ and ^{31}Mg : Study of the $N=20$ shell closure*, Phys. Rev. C **47**, 2502 (1993).
- [16] G. Neyens, M. Kowalska, D. Yordanov, K. Blaum, P. Himpe, P. Lievens, S. Mallion, R. Neugart, N. Vermeulen, Y. Utsuno, and T. Otsuka, *Measurement of the spin and magnetic moment of ^{31}Mg – Evidence for a strongly deformed intruder ground state*, Phys. Rev. Lett. **94**, 022501 (2005).
- [17] M. H. Macfarlane and J. P. Schiffer, *Transfer Reactions*, in: J. Cerny, *Nuclear Structure and Reactions*, Part B, 169, (Academic Press, New York and London, 1974).
- [18] N. Austern, *Direct Nuclear Reaction Theories*, (John Wiley, New York 1970).
- [19] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, (Oxford University Press, Oxford 1983).
- [20] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, (World Scientific, Singapore, 1998).
- [21] G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, *The Ame2003 atomic mass evaluation: (II). Tables, graphs and references*, Nucl. Phys. A **729**, 420 (2003).
- [22] A. Navin, D. W. Anthony, T. Aumann, T. Baumann, D. Bazin, Y. Blumenfeld, B. A. Brown, T. Glasmacher, P. G. Hansen, R. W. Ibbotson, P. A. Lofy, V. Maddalena, K. Miller, T. Nakamura, B. V. Pritychenko, B. M. Sherrill, E. Spears, M. Steiner, J. A. Tostevin, J. Yurkon, and A. Wagner, *Direct Evidence for the Breakdown of the $N = 8$ Shell Closure in ^{12}Be* , Phys. Rev. Lett. **85**, 266 (2000).

- [23] T. Suzuki, H. Geissel, O. Bochkarev, L. Chulkov, M. Golovkov, D. Hirata, H. Irnich, Z. Janas, H. Keller, T. Kobayashi, G. Kraus, G. Münzenberg, S. Neumaier, F. Nickel, A. Ozawa, A. Piechaczek, E. Roeckl, W. Schwab, K. Sümmerer, K. Yoshida, and I. Tanihata, *Neutron Skin of Na Isotopes Studied via Their Interaction Cross Sections*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3241 (1995).
- [24] T. Baumann, M. J. G. Borge, H. Geissel, H. Lenske, K. Markenroth, W. Schwab, M. H. Smedberg, T. Aumann, L. Axelsson, U. Bergmann, D. Cortina-Gil, L. Fraile, M. Hellsröm, M. Ivanov, N. Iwasa, R. Janik, B. Jonson, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, A. Ozawa, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, H. Simon, B. Sitar, P. Strmen, K. Sümmerer, T. Suzuki, M. Winkler, H. Wollnik, and V. Zhukov, *Longitudinal momentum distributions of $^{16,18}\text{C}$ fragments after one-neutron removal from $^{17,19}\text{C}$* , Phys. Lett. B **439**, 256 (1998).
- [25] H. Lenske and G. Schrieder, *Probing the structure of exotic nuclei by transfer reactions*, Eur. Phys. J. A **2**, 41 (1998).
- [26] S. Fortier, S. Pita, J. S. Winfield, W. N. Catford, N. A. Orr, J. Van de Wiele, Y. Blumenfeld, R. Chapman, S. P. G. Chappell, N. M. Clarke, N. Curtis, M. Freer, S. Gales, K. L. Jones, H. Langevin-Joliot, H. Laurent, I. Lhenry, J. M. Maison, P. Roussel-Chomaz, M. Shawcross, M. Smith, K. Spohr, T. Soumijarvi, and A. de Vismes, *Core excitation in $^{11}\text{Be}_{gs}$ via the $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ reaction*, Phys. Rev. B **461**, 22 (1999).
- [27] N. K. Timofeyuk and I. J. Thompson, *Proton-induced reactions on ^6He at low energies*, Phys. Rev. C **61**, 044608 (2000).
- [28] D. Vautherin and D. M. Brink, *Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei*, Phys. Rev. C **5**, 626 (1972).
- [29] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, (Springer Verlag, Berlin 1980).
- [30] H. G. Bohlen, W. von Oertzen, Th. Stolla, R. Kalpakchieva, B. Gebauer, M. Wilpert, Th. Wilpert, A. N. Ostrowski, S. M. Grimes, and T. N. Massey,

Study of Weakly Bound and Unbound States of Exotic Nuclei with Binary Reactions, Nucl. Phys. A **616**, 254c (1997).

- [31] C. Gund, H. Bauer, J. Cub, A. Dietrich, T. Härtlein, H. Lenske, D. Pansgrau, A. Richter, H. Scheit, G. Schrieder, and D. Schwalm, *Potentials and limitations of nucleon transfer experiments with radioactive beams at REX-ISOLDE*, Eur. Phys. J. A **10**, 85 (2001).
- [32] B. Jonson, H. L. Ravn, and G. Walter, *ISOLDE PS Booster Facility at CERN: Experiments with Slow Radioactive Beams*, Nucl. Phys. News **3**, 5 (1993).
- [33] J. Lettry, R. Catherall, P. Drumm, P. Van Duppen, A. H. M. Evensen, G. J. Focker, A. Jokinen, O. C. Jonsson, E. Kugler, and H. Ravn, *Pulse shape of the ISOLDE radioactive ion beams*, Nucl. Instr. Meth. B **126**, 130 (1997).
- [34] V. I. Mishin, V. N. Fedoseyev, H.-J. Kluge, V. S. Letokhov, H. L. Ravn, F. Scheerer, Y. Shirakabe, S. Sundell, O. Tengblad, and the ISOLDE Collaboration, *Chemically selective laser ion-source for the CERN-ISOLDE on-line mass separator facility*, Nucl. Instr. Meth. B **73**, 550 (1993).
- [35] P. Schmor, R. Baartmann, P. Bricault, M. Döbbsky, G. Dutto, R. Laxdal, F. Marmmarella, M. MacDonald, G. Mackenzie, L. Moritz, R. Poirier, J. M. Poutissou, G. Stanford, G. Stinson, I. Thorson, and J. Welz, *The High Intensity Radioactive Beam Facility at TRIUMF*, Proc. EPAC Stockholm, 2386 (1998).
- [36] P. Schmidt, *REXTRAP – Ion Accumulation, Cooling and Bunching for REX-ISOLDE*, Dissertation, Johannes Gutenberg Universität Mainz (2001).
- [37] F. Wenander, *REXEBIS – An Electron Beam Ion Source for the REX-ISOLDE Project*, Licentiate thesis, Chalmers University of Technology and Göteborg University (1998).
- [38] R. Rao, O. Kester, T. Sieber, D. Habs, K. Rudolph, *Beam Optics Design of the REX-ISOLDE q/m-Separator*, Nucl. Instr. Meth. A **427**, 170 (1999).

- [39] G. Bollen, S. Becker, H.-J. Kluge, M. König, R. B. Moore, T. Otto, H. Raimbault-Hartmann, G. Savard, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, and the ISOLDE Collaboration, *ISOLTRAP: a tandem Penning trap system for accurate on-line mass determination of short-lived isotopes*, Nucl. Instr. Meth. A **368**, 675 (1996).
- [40] A. O. Nier and T. R. Roberts, *The Determination of Atomic Mass Doublets by Means of a Mass Spectrometer*, Phys. Rev. **81**, 507 (1951).
- [41] S. Emhofer, O. Kester, T. Sieber, K. Rudolph, and H. Bongers, *Properties of the Front Part of the REX-ISOLDE Linac*, Proc. EPAC, Wien, 2000.
- [42] U. Ratzinger, *The IH Structure - a New Approach to the Fusion RF Linac*, Nuovo Cim. A **106**, 1583 (1993).
- [43] H. Podlech, M. Grieser, R. von Hahn, S. Papureanu, R. Repnow, and D. Schwalm, *The 7-gap-resonator-accelerator for the REX-ISOLDE-experiment at CERN*, Nucl. Instr. Meth. B **139**, 447 (1998).
- [44] R. von Hahn, R. Cee, M. Grieser, V. Koessler, M. Madert, S. Papureanu, H. Podlech, R. Repnow, D. Schwalm, C.-M. Kleffner, D. Habs, and A. Schemp, *The High Current Injector at the MPI für Kernphysik in Heidelberg*, Proc. EPAC, Stockholm, 1998.
- [45] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, (John Wiley, New York 1979).
- [46] XIA Company, Newark (CA), USA.
- [47] A. N. Ostrowski, S. Cherubini, T. Davinson, D. Groombridge, A. M. Laird, A. Musumarra, A. Ninane, A. di Pietro, A. C. Shotter, and P. J. Woods, *CD: A double sided silicon strip detector for radioactive nuclear beam experiments*, Nucl. Instr. Meth. A **480**, 448 (2002).
- [48] J. Cub, C. Gund, D. Pansegrau, G. Schrieder, and H. Stelzer, *A position sensitive parallel plate avalanche counter for single particle and current readout*, Nucl. Instr. Meth. A **453**, 522 (2000).
- [49] Eigenbau der Elektronikwerkstatt, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Germany.

- [50] LeCroy Corporation, Chestnut Ridge, New York, USA, <http://www.lecroy.com/>.
- [51] Gerthsen, Kneser, Vogel, *Physik*, (Springer–Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo 1986).
- [52] H. H. Andersen and J. F. Ziegler, *The Stopping and Ranges of Ions in Matter* Volumes **3**, **4**, **5**, (Pergamon Press, New York, 1977).
- [53] H. Frauenfelder and E. M. Henley, *Subatomic Physics*, (Prentice Hall, New Jersey 1991).
- [54] R. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions*, (Springer–Verlag Berlin Heidelberg New York, Heidelberg 1980).
- [55] H. Mach, Proc. ENAM2004, zur Veröffentlichung bei EPJ eingereicht.
- [56] F. Hinterberger, G. Mairle, U. Schmidt–Rohr, and G. J. Wagner, *Elastic Scattering of 52 MeV Deuterons*, Nucl. Phys. A **111**, 265 (1968).
- [57] W. W. Daehnick, J. D. Childs, and Z. Vrcelj, *Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV*, Phys. Rev. C **21**, 2253 (1980).
- [58] F. D. Becchetti, Jr., and G. W. Greenlees, *Nucleon–Nucleus Optical–Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV*, Phys. Rev. **182**, 1190 (1969).
- [59] H. Lenske, private Mitteilung.
- [60] W. Hauser and H. Feshbach, *The Inelastic Scattering of Neutrons*, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
- [61] M. Herman, *EMPIRE-II: statistical model code for nuclear reaction calculations*, Proc. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, ICTP, Trieste, Italy (2000).
- [62] A. J. Koning, S. Hilaire, M. C. Duijvestijn, *TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling*, Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology – ND2004, Sep. 26–Oct. 1, 2004, Santa Fe, USA.

- [63] E. Vogt, *A Statistical Theory of Nuclear Reactions*, Adv. Nucl. Phys. **1**, 261 (1968).
- [64] P. Maierbeck, Dissertation, in Vorbereitung.
- [65] Pfeiffer Vacuum Technology AG, Asslar, Germany,
<http://www.pfeiffer-vacuum.de>.
- [66] MKS Instruments Deutschland GmbH, München, Germany,
<http://www.mksinst.com>.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich meiner Dankbarkeit für die keineswegs selbstverständliche Unterstützung Ausdruck verleihen, die ich während meiner Arbeit von so vielen erfahren habe.

Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter danke ich für das Anvertrauen des spannenden und herausfordernden Themas dieser Arbeit, für seine Unterstützung, wichtige Diskussionen und die Möglichkeit, meine Kenntnisse auf zahlreichen Konferenzen zu vertiefen und zu kommunizieren.

Für die gute Zusammenarbeit bei den Experimenten und die Unterstützung bei der Analyse danke ich den unter Ref. [6] genannten Mitgliedern der MINIBALL und REX-ISOLDE Kollaborationen sowie allen anderen, mit denen ich das Vergnügen hatte zu arbeiten. Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. Gerhard Schrieder und Dr. Thomas Nilsson für die ständige Hilfsbereitschaft sowie Herrn Professor Dr. Oliver Kester und seinen Mitarbeitern für das Ermöglichen der erfolgreichen PPAC-Teststrahlzeit in Garching. An dieser Stelle auch ein besonderer Dank an Herrn Dipl.-Ing. Uwe Bonnes für das außergewöhnliche Engagement vor Ort.

Herrn Professor Dr. Horst Lenske danke ich herzlich für die DWBA-Rechnungen und das engagierte Bemühen um die Interpretation der Daten.

Für ihre Geduld und ein offenes Ohr in allen meinen Fragen danke ich Herrn Dr. Haik Simon und Juniorprofessor Dr. Joachim Enders sehr herzlich, besonders für augenöffnende Gespräche zu fortgeschrittener Stunde. Allen meinen Kollegen und Kolleginnen ein herzliches Dankeschön für eine sehr angenehme Zeit und das gute Arbeitsklima am Institut.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch Mittel des Bundesministeriums für Bildung und Forschung unter Förderkennzeichen 06 DA 115.

Lebenslauf

Monica Pantea

17. März 1976	Geboren in Hermannstadt/Rumänien
1982 – 1986	Besuch der Heinrich–Hoffmann–Schule (Grundschule) in Darmstadt
1986 – 1995	Besuch des Ludwig–Georgs–Gymnasium (Gymnasium) in Darmstadt
Juni 1995	Abitur
1995 – 2001	Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt
Januar 2001	Abschluß des Studiums mit Diplom
seit 2001	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt

Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Dissertation selbständig verfaßt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im Februar 2005

